This is a digital copy of a book that was preserved for generations on library shelves before it was carefully scanned by Google as part of a project to make the world's books discoverable online.

It has survived long enough for the copyright to expire and the book to enter the public domain. A public domain book is one that was never subject to copyright or whose legal copyright term has expired. Whether a book is in the public domain may vary country to country. Public domain books are our gateways to the past, representing a wealth of history, culture and knowledge that's often difficult to discover.

Marks, notations and other marginalia present in the original volume will appear in this file - a reminder of this book's long journey from the publisher to a library and finally to you.

Usage guidelines

Google is proud to partner with libraries to digitize public domain materials and make them widely accessible. Public domain books belong to the public and we are merely their custodians. Nevertheless, this work is expensive, so in order to keep providing this resource, we have taken steps to prevent abuse by commercial parties, including placing technical restrictions on automated querying.

We also ask that you:

+ *Make non-commercial use of the files* We designed Google Book Search for use by individuals, and we request that you use these files for personal, non-commercial purposes.
+ *Refrain from automated querying* Do not send automated queries of any sort to Google's system: If you are conducting research on machine translation, optical character recognition or other areas where access to a large amount of text is helpful, please contact us. We encourage the use of public domain materials for these purposes and may be able to help.
+ *Maintain attribution* The Google "watermark" you see on each file is essential for informing people about this project and helping them find additional materials through Google Book Search. Please do not remove it.
+ *Keep it legal* Whatever your use, remember that you are responsible for ensuring that what you are doing is legal. Do not assume that just because we believe a book is in the public domain for users in the United States, that the work is also in the public domain for users in other countries. Whether a book is still in copyright varies from country to country, and we can't offer guidance on whether any specific use of any specific book is allowed. Please do not assume that a book's appearance in Google Book Search means it can be used in any manner anywhere in the world. Copyright infringement liability can be quite severe.

About Google Book Search

Google's mission is to organize the world's information and to make it universally accessible and useful. Google Book Search helps readers discover the world's books while helping authors and publishers reach new audiences. You can search through the full text of this book on the web at `http://books.google.com/`

A propos de ce livre

Ceci est une copie numérique d'un ouvrage conservé depuis des générations dans les rayonnages d'une bibliothèque avant d'être numérisé avec précaution par Google dans le cadre d'un projet visant à permettre aux internautes de découvrir l'ensemble du patrimoine littéraire mondial en ligne.

Ce livre étant relativement ancien, il n'est plus protégé par la loi sur les droits d'auteur et appartient à présent au domaine public. L'expression "appartenir au domaine public" signifie que le livre en question n'a jamais été soumis aux droits d'auteur ou que ses droits légaux sont arrivés à expiration. Les conditions requises pour qu'un livre tombe dans le domaine public peuvent varier d'un pays à l'autre. Les livres libres de droit sont autant de liens avec le passé. Ils sont les témoins de la richesse de notre histoire, de notre patrimoine culturel et de la connaissance humaine et sont trop souvent difficilement accessibles au public.

Les notes de bas de page et autres annotations en marge du texte présentes dans le volume original sont reprises dans ce fichier, comme un souvenir du long chemin parcouru par l'ouvrage depuis la maison d'édition en passant par la bibliothèque pour finalement se retrouver entre vos mains.

Consignes d'utilisation

Google est fier de travailler en partenariat avec des bibliothèques à la numérisation des ouvrages appartenant au domaine public et de les rendre ainsi accessibles à tous. Ces livres sont en effet la propriété de tous et de toutes et nous sommes tout simplement les gardiens de ce patrimoine. Il s'agit toutefois d'un projet coûteux. Par conséquent et en vue de poursuivre la diffusion de ces ressources inépuisables, nous avons pris les dispositions nécessaires afin de prévenir les éventuels abus auxquels pourraient se livrer des sites marchands tiers, notamment en instaurant des contraintes techniques relatives aux requêtes automatisées.

Nous vous demandons également de:

+ *Ne pas utiliser les fichiers à des fins commerciales* Nous avons conçu le programme Google Recherche de Livres à l'usage des particuliers. Nous vous demandons donc d'utiliser uniquement ces fichiers à des fins personnelles. Ils ne sauraient en effet être employés dans un quelconque but commercial.

+ *Ne pas procéder à des requêtes automatisées* N'envoyez aucune requête automatisée quelle qu'elle soit au système Google. Si vous effectuez des recherches concernant les logiciels de traduction, la reconnaissance optique de caractères ou tout autre domaine nécessitant de disposer d'importantes quantités de texte, n'hésitez pas à nous contacter. Nous encourageons pour la réalisation de ce type de travaux l'utilisation des ouvrages et documents appartenant au domaine public et serions heureux de vous être utile.

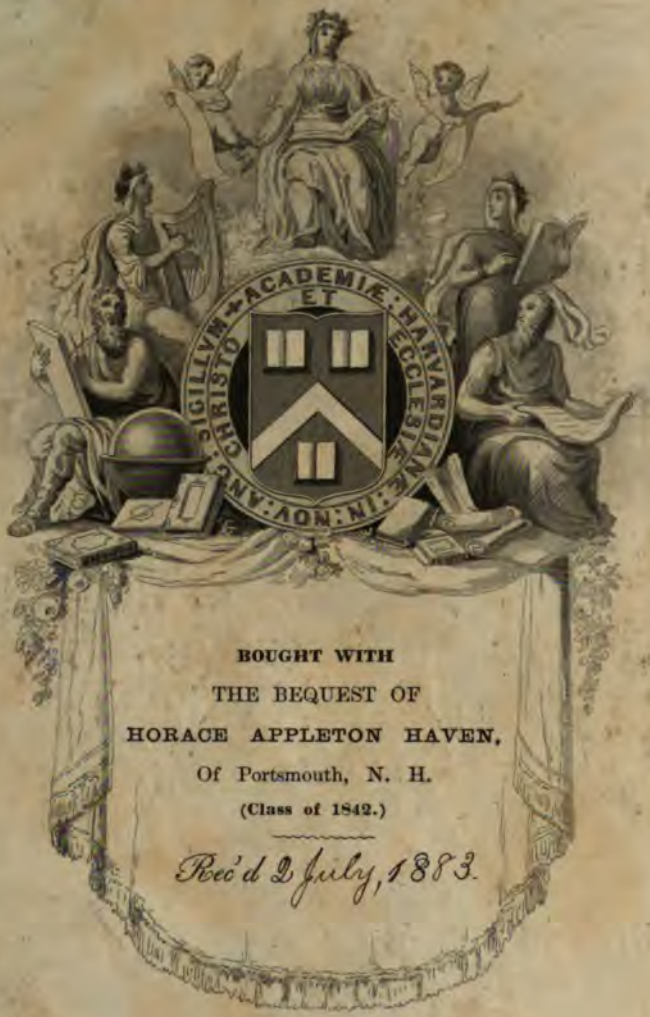
+ *Ne pas supprimer l'attribution* Le filigrane Google contenu dans chaque fichier est indispensable pour informer les internautes de notre projet et leur permettre d'accéder à davantage de documents par l'intermédiaire du Programme Google Recherche de Livres. Ne le supprimez en aucun cas.

+ *Rester dans la légalité* Quelle que soit l'utilisation que vous comptez faire des fichiers, n'oubliez pas qu'il est de votre responsabilité de veiller à respecter la loi. Si un ouvrage appartient au domaine public américain, n'en déduisez pas pour autant qu'il en va de même dans les autres pays. La durée légale des droits d'auteur d'un livre varie d'un pays à l'autre. Nous ne sommes donc pas en mesure de répertorier les ouvrages dont l'utilisation est autorisée et ceux dont elle ne l'est pas. Ne croyez pas que le simple fait d'afficher un livre sur Google Recherche de Livres signifie que celui-ci peut être utilisé de quelque façon que ce soit dans le monde entier. La condamnation à laquelle vous vous exposeriez en cas de violation des droits d'auteur peut être sévère.

À propos du service Google Recherche de Livres

En favorisant la recherche et l'accès à un nombre croissant de livres disponibles dans de nombreuses langues, dont le français, Google souhaite contribuer à promouvoir la diversité culturelle grâce à Google Recherche de Livres. En effet, le Programme Google Recherche de Livres permet aux internautes de découvrir le patrimoine littéraire mondial, tout en aidant les auteurs et les éditeurs à élargir leur public. Vous pouvez effectuer des recherches en ligne dans le texte intégral de cet ouvrage à l'adresse `http://books.google.com`

Sci 1080.20



BOUGHT WITH
THE BEQUEST OF
HORACE APPLETON HAVEN,
Of Portsmouth, N. H.
(Class of 1842.)

Rec'd 2 July, 1883.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

PARIS. — IMPRIMERIE DE GAUTHIER-VILLARS,
7463 Quai des Augustins, 55.

JOURNAL
DE PHYSIQUE
THÉORIQUE ET APPLIQUÉE,

FONDÉ

PAR J.-CH. D'ALMEIDA

ET PUBLIÉ PAR

MM. E. BOUTY, A. CORNU, E. MASCART, A. POTIER.

DEUXIÈME SÉRIE.

TOME PREMIER. — ANNÉE 1882.

PARIS,

AU BUREAU DU JOURNAL DE PHYSIQUE,

22, RUE DENFERT-ROCHEREAU, 22.

1882

Sci 1080.20

~~VIII 269~~

1883, June 2.
Gaw fund.

JOURNAL

DE PHYSIQUE

THÉORIQUE ET APPLIQUÉE.

SUR LES LIMITES DE L'ÉLECTROLYSE;

PAR M. BERTHELOT.

1. On sait quelles relations les travaux de M. Joule et ceux du regretté Favre ont établies entre les forces électromotrices et les chaleurs de combinaisons des métaux; mais l'application de ces lois à l'électrolyse des sels est souvent fort obscure; surtout lorsqu'il se produit des actions secondaires, et qu'il s'agit de savoir quelle est la somme exacte de toutes les énergies qui concourent réellement au phénomène électrolytique. C'est ce qui m'a engagé à faire les expériences suivantes, dans lesquelles je me suis attaché à l'électrolyse étudiée dans ses débuts visibles, mais avant que la composition des dissolutions salines ait été rendue plus complexe par le progrès de la décomposition.

Quelques mots sur les procédés employés dans ces expériences. J'ai réalisé diverses valeurs de forces électromotrices, en assemblant des éléments Daniell, des éléments zinc cadmium (chaque métal plongé dans la solution concentrée de son propre sulfate), et des éléments zinc-platine, plongés dans l'acide sulfurique étendu. On peut ainsi obtenir des forces qui varient par degrés fort voisins et qui demeurent sensiblement constantes, pendant la courte durée d'un essai.

En effet, 1 élément Daniell vaut de 24^{Cal} à 26^{Cal}, suivant la concentration; les miens valaient $24^{Cal},5$; on sait d'ailleurs que la force

électromotrice de 1 élément Daniell est sensiblement constante. 1 élément zinc-cadmium vaut $8^{Cal},3$, soit le tiers seulement du précédent d'après M. J. Regnauld; sa force est également constante. Enfin, 1 élément zinc-platine, plongé dans l'acide sulfurique étendu, vaut 19^{Cal}; cet élément est susceptible de polarisation. Cependant, si l'on a soin d'employer du platine platiné, de renouveler fréquemment l'acide, de maintenir le zinc bien décapé, enfin de faire agir l'élément pendant un temps très court, cet élément offre une force à peu près constante. Je m'en suis assuré de temps en temps et très fréquemment, par la méthode d'opposition.

2^{dlls} + 1 Zn-Cd équivalent sensiblement à 3Zn-Pt, de telle façon qu'une force électromotrice très faible ajoutée soit à l'un, soit à l'autre des deux systèmes, en détermine la prépondérance.

Les électrodes étaient formées par des fils de platine très courts, soudés à l'extrémité de tubes de verre, et à la surface desquels il est facile d'observer les moindres dégagements de gaz, ou les moindres dépôts métalliques. On prenait soin de les immerger seulement pendant quelques instants dans les liqueurs, et de les nettoyer aussitôt par des frottements énergiques et des lavages acides.

2. Les physiciens admettent aujourd'hui que l'électrolyse du sulfate de potasse, SO^4K, a lieu suivant les mêmes règles que celle du sulfate de cuivre. L'acide sulfurique et l'oxygène se portent séparément au pôle positif et le métal va au pôle négatif. Si le métal ne décompose pas l'eau, il se précipite sur l'électrode : sinon il est remplacé par de l'hydrogène. C'est ce qui arrive, par exemple, avec le sulfate de potasse. Mais la force électromotrice nécessaire pour produire l'électrolyse peut être calculée *a priori* de trois manières différentes.

1° On peut supposer qu'elle doit être assez grande pour mettre à nu le potassium, la réaction de ce métal sur l'eau étant un phénomène secondaire qui n'intervient pas dans le travail dépensé pour établir le circuit électrolytique. Dans ce cas, la décomposition

$$SO^4K \text{ dissous} = SO^3 \text{ dissous} + O + K, \text{ absorbant} - 98^{Cal},$$

il faudrait au moins 4 éléments Daniell et même un peu plus.

2° On peut supposer au contraire que la force électromotrice

diffère peu de celle qu'exige la décomposition de l'eau, ou plus exactement de l'acide sulfurique étendu, avec production des mêmes corps, oxygène et hydrogène, la séparation du sel en acide et base ne portant que sur une fraction; la force équivaudrait alors à peu près à $34^{Cal},5$. Cette opinion m'a paru être celle des physiciens que j'ai consultés.

3° Cependant l'électrolyse produit en définitive au pôle positif de l'acide sulfurique et de l'oxygène, qui se dégage; au pôle négatif, de la potasse et de l'hydrogène, qui se dégage; l'acide et la base, séparés par le travail des forces électromotrices, demeurent dans cet état, à l'exception des portions qui se recombinent peu à peu et lentement par diffusion. Ces portions étant minimes dans un temps donné, leur chaleur de combinaison n'intervient que pour une fraction négligeable. Il semble donc que le travail nécessaire pour séparer l'acide et la base doive être ajouté presque entièrement au précédent.

SO^4K étendu + HO fournit ainsi :

$$\left.\begin{array}{l} SO^4K \text{ étendu} \cdots O \\ KO \text{ étendue} \cdots H \end{array}\right\} \begin{array}{l} \text{pôle} \cdots \\ \text{pôle} \cdots \end{array}$$

la chaleur absorbée étant $-50^{Cal},2$. Ce qui revient à ajouter la séparation entre la potasse et l'acide ($15^{Cal},7$) à celle des éléments de l'eau ($34^{Cal},5$).

C'est précisément cette troisième opinion que l'expérience m'a montrée exacte. En effet, si, dans une solution de sulfate de potasse, on plonge deux électrodes formées par des fils de platine très courts, soudés à l'extrémité des tubes de verre, il ne se dégage aucun gaz sous l'influence des systèmes voltaïques suivants :

2 éléments Zn-Pt (équivalents à 38^{Cal}),
2 éléments Daniell (équivalents à 49^{Cal}),
2 éléments Zn-Pt + 1 élément Zn-Cd (équivalents à 46^{Cal}).

Il faut donc une force électromotrice plus grande que pour l'acide sulfurique étendu ($34^{Cal},5$).

Au contraire, il y a dégagement de gaz aux deux pôles avec les systèmes suivants :

3 Zn-Pt (57^{Cal}),
2 Zn-Pt + 2 Zn-Cd (54^{Cal}),
2^{dils} + 1 Zn-Cd (57^{Cal}),
1^{dil} + 1 Zn-Pt + Zn-Cd ($51^{Cal},5$).

On voit que la limite des forces électromotrices répond à ce travail où la potasse et l'acide demeurent séparés ($+50^{Cal},2$). Elle est fort différente de celle de l'électrolyse de l'acide sulfurique étendu.

3. J'ai vérifié ce résultat en prenant comme électrode positive une lame de cuivre. Dans ce cas, l'oxygène forme du sulfate de cuivre, en dégageant $+28^{Cal},2$, qui se retranchent du travail électrolytique. Celui-ci doit se trouver réduit à

$$+50,2 - 28,2 = +22,0.$$

S'il y avait séparation de K, il faudrait 70. Au contraire, s'il y avait décomposition simple de l'eau, il suffirait de $6^{Cal},3$.

En fait, il ne se produit pas de gaz avec 2 Zn-Cd (16^{Cal}), ou 1 Zn-Pt (19^{Cal}); mais on en observe, à la limite, avec 1^{dll} ($24^{Cal},5$), ou 3 Zn-Cd ($24^{Cal},9$), ou 1 Zn-Pt + 1 Zn-Cd (27^{Cal}).

La séparation en acide et base s'ajoute donc encore à la décomposition de l'eau.

Soit enfin le zinc pris comme électrode positive; l'oxygène formant du sulfate de zinc dégage $+53^{Cal},5$. S'il reproduisait K, il faudrait donc $-44^{Cal},5$. L'acide et la base séparés, au contraire, on aurait $+3^{Cal}$. Ce dernier résultat est le seul confirmé par l'expérience; car il suffit de joindre les deux électrodes par un fil de platine, sans pile interposée, pour voir apparaître l'hydrogène.

4. On peut soumettre la théorie précédente à un autre contrôle, en employant le mercure comme électrode négative. On sait qu'on peut séparer ainsi le potassium sous forme d'amalgame. Mais j'ai vérifié que ceci n'a pas lieu avec la plus faible force électromotrice, susceptible d'électrolyser le sulfate de potasse. 6^{dlls} et même 4^{dlls} (98^{Cal}) fournissent un amalgame qui dégage de l'hydrogène au contact de l'acide chlorhydrique. Avec 3^{dlls} ($73^{Cal},5$), le phénomène est à sa limite, et il faut quelque attention pour reconnaître l'apparition de rares bulles d'hydrogène à la surface de séparation du mercure et de l'acide.

Avec 2^{dlls} + 1 Zn-Pt (68^{Cal}) on observe, quoique avec difficulté, l'électrolyse; mais le mercure ne contient plus de potassium.

Cette force électromotrice est donc suffisante pour électrolyser le sulfate de potasse, mais sans former d'amalgame.

Or les limites précédentes sont précisément celles que la théorie indique, pourvu que l'on tienne compte de la chaleur de formation de l'amalgame liquide ($+ 25^{Cal},7$ d'après mes mesures); cette quantité abaisse à $98 - 25,7 = 72^{Cal},3$ la valeur de la force électromotrice : or ce chiffre est compris entre 73,5 et 68.

Ces résultats sont caractéristiques.

5. Les observations présentées par M. Tommasi, sur la décomposition de l'eau acidulée par un seul couple voltaïque fondé sur l'action du zinc et de l'acide sulfurique, s'expliquent de même, en faisant la somme exacte de toutes les énergies mises en jeu. Si l'hydrogène se dégage sur l'électrode négative, lorsque l'électrode positive est formée par un métal capable de s'unir à l'oxygène sous l'influence du courant, c'est à cause de l'énergie supplémentaire résultant de l'oxydation du métal et de l'union de l'oxyde formé avec les acides. Par exemple, le cuivre étant employé comme électrode positive, il s'oxyde et se change en sulfate, ce qui dégage $+ 28^{Cal},2$. Dès lors, la décomposition de l'eau acidulée ne réclame plus que

$$+ 34^{Cal},5 - 28^{Cal},2 = + 6^{Cal},3,$$

quantité fort inférieure aux $+ 19^{Cal}$ dégagées par la dissolution du zinc dans l'acide sulfurique.

Cette quantité est même inférieure à la force électromotrice d'un couple Zn-Cd ($8^{Cal},3$). J'ai vérifié en effet que ce couple suffit pour dégager de l'hydrogène avec une électrode positive de cuivre, aux dépens de l'eau acidulée.

6. Examinons d'autres sulfates. Soit le sulfate de magnésie, SO^4Mg. L'électrolyse exigera $- 90^{Cal},4$; $- 50^{Cal},0$; ou $- 34^{Cal},5$, selon qu'il se séparera du magnésium, de la magnésie et de l'acide sulfurique, en même temps que l'hydrogène et l'oxygène; ou bien qu'il s'agira seulement de l'électrolyse de l'eau. En fait, on n'observe pas de gaz avec 2 Zn-Pt (38^{Cal}); ou 2^{dils} (49^{Cal}); ou

$$2\,\text{Zn-Pt} + 1\,\text{Cd-Zn}\ (46^{Cal});$$

mais il y a électrolyse visible avec 3^{dils} ($73^{Cal},5$); 3 Zn-Pt (57^{Cal});

$2^{dils} + 1\,Zn\text{-}Cd\,(57^{Cal})$; $2\,Zn\text{-}Pt + 2\,Cd\text{-}Zd\,(54^{Cal})$. La conclusion est donc la même que pour le sulfate de potasse.

7. Le sulfate de zinc, SO^4Zn, exigera pour son électrolyse $-53^{Cal},5$; $-46^{Cal},2$; $-34^{Cal},5$; selon qu'il se formera du zinc, ou de l'oxyde de zinc et de l'hydrogène, ou de l'hydrogène seulement. En fait, on n'observe pas de gaz avec $2\,Zn\text{-}Pt\,(38^{Cal})$; ou $2^{dils}\,(49^{Cal})$; ou $2\,Zn\text{-}Pt + 1\,Cd\text{-}Zn\,(46^{Cal})$; ou

$$1^{dil}\quad 1\,Zn\text{-}Pt + 1\,Cd\text{-}Zn\,(51^{Cal},5).$$

Mais il y a formation d'oxygène et de zinc avec $2^{dils}(73^{Cal},5)$, ou $3\,Zn\text{-}Pt\,(57^{Cal})$, ou $2^{dils} + 2\,Zn\text{-}Cd\,(65^{Cal})$, et même

$$2^{dils} + 1\,Cd\text{-}Zn\,(57^{Cal}).$$

Lorsque l'électrolyse a lieu, en observant avec attention, on voit d'abord quelques bulles d'hydrogène; mais ce dégagement cesse presque aussitôt. Sans nous y arrêter, nous remarquerons que l'électrolyse principale répond ici à la séparation du métal à un pôle, et à celle de l'acide sulfurique et de l'oxygène à l'autre; c'est-à-dire que le travail électrolytique comprend la séparation de l'acide et de la base, plus la décomposition de cette dernière en métal et oxygène. On remarquera la différence entre les forces électromotrices nécessaires pour décomposer l'acide sulfurique étendu $(34^{Cal},5)$ et pour décomposer le sulfate de zinc $(53^{Cal},5)$.

En prenant pour électrode positive du cuivre, on observe la précipitation du zinc avec un seul daniell, résultat paradoxal, les deux réactions chimiques opposées dans le circuit étant tout à fait identiques : mais la plus légère différence de concentration des liqueurs suffit à l'expliquer.

8. Le sulfate de cadmium, SO^4Cd, exigera $-45,1$, $-46,4$, ou $-34,5$, selon qu'il y aura séparation de métal ou séparation d'acide de base et d'hydrogène, ou simple électrolyse de l'eau.

En fait, il n'y a pas d'électrolyse visible avec $1\,Zn\text{-}Pt\,(19)$; $1^{dil}\,(24,5)$; $2\,Zn\text{-}Pt\,(38)$.

On observe une réaction limite avec $2^{dils}(49)$;

$$2\,Zd\text{-}Pt + 1\,Zn\text{-}Cd\,(46);$$

et elle devient plus nette avec $2^{dils} + 1$ Cd-Zn(57); 2^{dils} (73,5); cette réaction produit de l'oxygène au pôle + et du cadmium au pôle —.

9. Le sulfate de cuivre, SO^4Cu, exigera —28,2; —43,7; —34,5, suivant l'hypothèse adoptée. En fait, il n'y a ni gaz, ni cuivre, avec 1 Zn-Pt (19); 1^{dil} (24,5) ou 3 Cd-Zn; ou

1 Zn-Pt + 1 Cd-Zn (27).

Il y a formation de cuivre et d'oxygène avec 2^{dils} (49); 2 Zn-Pt (38); 1 Zn-Pt + 2 Cd-Zn (35); 1^{dil} + 1 Zn-Cd (32,5).

10. On le voit, ce qu'il convient d'établir dans chaque cas, c'est la chaîne réelle des réactions électrolytiques et la somme d'énergie nécessaire pour la mettre en branle. Quelques personnes ont pensé que la connaissance de cette dernière pouvait jeter un jour nouveau sur la question, depuis si longtemps pendante, de l'analogie entre les oxysels et les sels haloïdes, KCl étant, par exemple, assimilé à $K(SO^4)$. A première vue, les expériences précédentes sembleraient opposées à une telle comparaison, puisque la réaction produite par la plus petite force électromotrice donnée n'est pas suffisante pour que le sulfate de potasse donne lieu à la mise en liberté du potassium, cette force produisant de préférence la mise en liberté de la potasse. Pour discuter plus à fond la question, je vais rapporter des expériences relatives à l'électrolyse des dissolutions de chlorure, de bromure et d'iodure de potassium.

11. La décomposition du chlorure de potassium dissous en chlore gazeux et potassium métallique, Cl + K, absorbe —100,8; mais, si le potassium se change en potasse et hydrogène aux dépens de l'eau, il en résulte un dégagement de + 82,3 — 34,5 = + 47,8; si le chlore lui-même demeure dissous, condition dans laquelle il exerce diverses actions secondaires (formation d'oxygène, d'oxacides, de perchlorure d'hydrogène, etc.) susceptibles de dégager jusqu'à 5^{Cal} ou 6^{Cal}, cela porte vers 53^{Cal} à 54^{Cal} la chaleur dégagée par les actions secondaires. Par conséquent, la somme des énergies nécessaires à l'électrolyse est réduite vers 46^{Cal} à 47^{Cal}, chiffre

qui serait susceptible d'être encore abaissé, si le platine des électrodes était attaqué.

Il s'agit ici de décider entre les valeurs $100^{Cal},8$ et 46^{Cal}.

En fait, je n'ai pas observé de gaz avec 1^{dil} ($24^{Cal},5$); 2 Zn-Pt (38^{Cal}); 1^{dil} + 2 Zn-Cd ($40^{Cal},5$); mais il y a un dégagement de gaz avec

$$3\,\text{Zn-Pt}\,(57^{Cal});\quad 2^{dils}\,(49^{Cal});$$
$$1^{dil} + 3\,\text{Zn-Cd}\,(49^{Cal});\quad 2\,\text{Zn-Pt} + 1\,\text{Cd-Zn}\,(46^{Cal}).$$

On voit par là que la chaîne électrolytique du chlorure de potassium n'exige pas la mise en liberté du potassium, mais qu'elle équivaut à la formation de la potasse et de l'acide chlorhydrique ($+13^{Cal},7$), jointe à la décomposition [1] de ce dernier (33^{Cal}), soit en tout $+46^{Cal},7$. Cette électrolyse est donc pareille à celle du sulfate de potasse.

12. La force électromotrice nécessaire pour décomposer le bromure de potassium pur [2] a été trouvée voisine de 40^{Cal} : ce qui répond sensiblement à la décomposition en brome et potassium (91^{Cal}), diminuée de la régénération de la potasse ($47^{Cal},5$) et de la formation observable d'un perbromure (2^{Cal} environ).

13. Avec le fluorure de potassium, la limite a été trouvée un peu supérieure à 50 ; ce qui paraît répondre à la séparation de la potasse et de l'acide fluorhydrique (16,5), jointe au dégagement de l'hydrogène et de l'oxygène de l'eau (34,5) : que ces deux gaz résultent d'ailleurs de la réaction primitive ou d'actions secondaires.

14. Venons à l'iodure de potassium : les chiffres sont ici d'autant plus concluants qu'ils sont fort différents de ceux du chlorure.

---

[1] L'électrolyse de l'acide chlorhydrique étendu commence avec une force électromotrice voisine de 33^{Cal}, laquelle semble un peu moindre que celle qui décompose l'acide sulfurique étendu. Or ce chiffre répond à 39,3 — 6; soit 33,3 pour la séparation en hydrogène et chlore, et 6 pour les réactions secondaires du dernier élément.

[2] La présence de l'iodure, même en petite quantité, abaisse la limite des forces électromotrices.

1 Zn-Pt (19^{Cal}), ou 1^{dll}($24^{Cal},5$) ne dégagent pas de gaz. Mais 1 Zn-Pt + 1 Zn-Cd(27^{Cal}) développent de l'hydrogène et de l'iode. Or la séparation en K + I solide exigerait — $74^{Cal},7$, valeur que la transformation du potassium en potasse abaisse à — 27^{Cal}; ce qui concorde avec l'expérience. Ce chiffre représente la somme de la décomposition du sel en potasse et acide iodhydrique ($13^{Cal},7$), et de celle du dernier acide en iode et hydrogène ($13^{Cal},2$).

15. On voit par là que l'électrolyse des sels haloïdes offre précisément les mêmes caractères que celle du sulfate de potasse. Dans un cas comme dans l'autre, la plus petite somme des énergies capables d'opérer la décomposition est fort inférieure à celle qu'exigerait la mise à nu préalable du métal alcalin. Elle équivaut à la séparation de l'acide et de la base, ajoutée soit à la séparation de l'oxygène et du métal aux dépens de la base, soit à la décomposition de l'eau acidulée.

Quelle que soit la représentation schématique de l'électrolyse, que l'on admette la séparation virtuelle du sulfate de potasse en métal alcalin et oxysulfion (SO^4), ou bien celle du même sel en base et acide hydraté, susceptibles de fournir à leur tour l'oxygène et l'hydrogène constatés, le phénomène reste parallèle à l'électrolyse du chlorure et à celle de l'iodure de potassium : la somme des énergies calculées est exactement la même dans les deux hypothèses.

En général, la décomposition des électrolytes précédents s'opère dès que la plus petite somme des énergies nécessaires, c'est-à-dire prévues d'après les quantités de chaleur, est présente. Cette somme se calcule en tenant compte de toutes les réactions effectuées pendant le passage du courant, sans qu'il y ait lieu de distinguer, dans les cas que j'étudie ici, entre les réactions dites primitives et les réactions réputées secondaires.

16. Les sulfates étudiés ci-dessus sont formés par des métaux qui ne possèdent qu'un seul degré d'oxydation; l'acide sulfurique étendu lui-même n'est ni oxydable ni réductible par électrolyse. Il m'a paru de quelque intérêt d'examiner des sels remplissant des conditions différentes.

17. Soit, par exemple, le sulfate ferreux [1]; les trois réactions électrolytiques les plus simples que l'on puisse imaginer répondraient à l'absorption des quantités de chaleur suivantes :

Séparation du métal, de l'acide et de l'oxygène libres.	-47^{Cal}
Séparation de l'oxyde et de l'acide, et formation d'hydrogène et d'oxygène libres.....	-47
Décomposition de l'eau en oxygène et hydrogène....	$-34,5$

Or, si l'on opère avec la force électromotrice la plus faible possible et en employant des électrodes de platine à petite surface, il se précipite du fer métallique au pôle négatif, tandis qu'aucun gaz n'apparaît au pôle positif; l'oxygène étant employé à changer le sulfate ferreux en sulfate ferrique basique, corps soluble d'ailleurs [2].

$$2(SO^3, FeO) + O = 2SO^3, Fe^2O^3, \text{dégage}..... \quad +13^{Cal}$$

Par suite, la force électromotrice indispensable tombe vers $47 - 13 = 34^{Cal}$, valeur que les changements de concentration peuvent même abaisser vers 32 à 33.

L'électrolyse ici n'est plus accusée par un dégagement gazeux, mais par la précipitation à l'électrode négative du fer métallique, redissoluble dans l'acide sulfurique étendu avec dégagement d'hydrogène. Or je n'ai pas observé de fer précipité avec 1 Zn-Pt(19^{Cal}), 1 Zn-Pt + 1 Zn-Cd(27^{Cal}), ou 1^{dll}($24^{Cal},5$).

Au contraire, le fer apparaît aussitôt avec 2^{dlls}(49^{Cal}), ou

$$2\text{Zn-Pt}(38^{Cal}), \quad \text{ou} \quad 1^{dll} + 2\text{Zn-Cd}(40^{Cal},5),$$

Il commence à se manifester, quoique à la limite, avec

$$1^{dll} + 1\text{Zn-Cd}(32^{Cal},5).$$

Je n'ai pas observé de gaz avec 2^{dlls} ou moins. La séparation du fer est donc le phénomène qui se produit sous l'influence de la plus petite force; mais l'énergie qui répond à l'oxydation du sulfate ferreux concourt à abaisser la force électromotrice limite.

---

[1] On dissout le sel au moment même de l'expérience, pour éviter l'action de l'air.

[2] *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXX, p. 158.

Si l'on augmente la force électromotrice, par exemple en opérant avec $3^{dils}(73^{Cal},5)$, ou $2^{dils} + 1\,Zn\text{-}Pt(68^{Cal})$, ou

$$1^{dil} + 2\,Zn\text{-}Pt(62^{Cal},5),$$

ou même $3\,Zn\text{-}Pt(57^{Cal})$, ou $2^{dils} + 1\,Zn\text{-}Cd(57^{Cal})$, l'oxygène et l'hydrogène apparaissent aux deux pôles; c'est-à-dire qu'il y a électrolyse du sulfate ferreux, avec formation d'oxyde et d'acide, joints à l'oxygène et à l'hydrogène, ce qui absorbe -47^{Cal}; quantité inférieure à celle qui répond aux systèmes voltaïques ci-dessus. La limite inférieure est difficile à préciser davantage, à cause de la polarisation.

Quoi qu'il en soit, le phénomène est analogue à l'électrolyse du sulfate de potasse; mais il ne se produit pas tout d'abord, parce qu'il existe une autre réaction, répondant à une force électromotrice plus petite. Le fer et le sulfate ferrique n'en continuent pas moins à se former, en même temps que l'hydrogène et l'oxygène, c'est-à-dire que deux procédés d'électrolyse distincts fonctionnent simultanément. On reviendra tout à l'heure sur ce point.

18. Le sulfate manganeux donne des résultats analogues, très caractéristiques.

Les trois réactions électrolytiques les plus simples que l'on puisse imaginer sont les suivantes, portant sur $SO^4Mn + HO$. La formation

	Cal
SO^4H étendu $+ O + Mn$ absorberait....	$-60,9$
SO^4H étendu $+ MnO + O + H$.....	$-48,0$
$SO^4Mn + H + O$.....	$-34,5$

Mais, si l'on opère avec la force électromotrice la plus faible qui puisse provoquer la décomposition, il se précipite au pôle positif du bioxyde de manganèse, et il se dégage de l'hydrogène au pôle négatif; la réaction réelle est alors la suivante :

$$SO^4Mn \text{ étendu} + 2HO = (SO^4H \text{ étendu} + MnO^2) + H, \text{ absorbe..} \quad -37^{Cal}$$

La valeur même de la plus petite force électromotrice nécessaire y répond. En effet,

$$1^{dil}(24^{Cal},5), \quad 1\,Zn\text{-}Pt(19), \quad 1\,Zn\text{-}Pt + 1\,Zn\text{-}Pt(27)$$

n'ont rien produit; mais 3Zn-Pt(57), ou 2^{dils} + 1Zn-Cd(57), ou 2^{dils}(49), ou 1^{dil} + 1Zn-Pt(46), ou 2Zn-Pt(38), ont produit de l'hydrogène et du bioxyde de manganèse. Dans aucune de ces circonstances, on n'a vu apparaître ni l'oxygène au pôle positif, ni le manganèse métallique au pôle négatif.

Ainsi la réaction produite par la plus faible force électromotrice ne répond pas, comme avec le sulfate ferreux, à la mise en liberté du métal Mn, et du groupe $SO^3 + O$. Au contraire, c'est le bioxyde de manganèse qui se sépare au pôle positif, à l'état peroxydé, à côté de l'acide sulfurique, $MnO^2 + SO^3$; tandis que l'hydrogène, H, apparaît à l'autre pôle. On voit bien, par là, que la force électromotrice qui détermine la limite du phénomène dépend de la somme minima des énergies, qui est une donnée purement mécanique, et non de la constitution symbolique du composé salin.

19. Si l'on accroît la force électromotrice au delà de la limite précédente, il arrive un moment où l'on observe la réaction réputée normale : l'oxygène étant visible, et le manganèse précipité à l'électrode négative. Ce métal donne lieu à un dégagement d'hydrogène, lorsqu'on plonge l'électrode qu'il recouvre dans l'acide chlorhydrique étendu.

Cette réaction électrolytique ne se manifeste pas avec

$$3\text{Zn-Pt}(57^{Cal}), \quad \text{ou} \quad 2^{dils} + 1\,\text{Zn-Cd}(57^{Cal});$$

mais elle a lieu avec 2^{dils} + 2 Zn-Cd(65^{Cal}) et 1^{dil} + 2 Zn-Pt($62,5^{Cal}$). Avec ces derniers systèmes, il faut attendre quelques minutes pour pouvoir observer le manganèse.

On voit d'abord que la force électromotrice nécessaire pour précipiter le manganèse répond bien à la théorie, laquelle indique $60^{Cal},9$ pour limite.

Mais ces expériences donnent lieu à une autre remarque, plus intéressante peut-être. En effet, la formation du manganèse et de l'oxygène, produits sous l'influence d'une certaine force électromotrice, ne supprime pas la réaction produite sous l'influence d'une force électromotrice plus faible, je veux dire la séparation du bioxyde de manganèse et de l'hydrogène. Dès que l'énergie nécessaire à la première réaction est présente, celle-ci a lieu iso-

lément; si l'énergie est accrue jusqu'au degré nécessaire à la deuxième réaction, celle-ci a lieu également, mais sans suspendre la première. Nous avons déjà vu qu'il en est de même pour l'électrolyse du sulfate ferreux.

Une observation pareille s'applique aux expériences faites sur le sulfate de potasse, en prenant le mercure comme électrode négative. Une certaine force électromotrice suffit, comme on l'a vu, pour électrolyser ce sel, avec formation d'hydrogène et d'oxygène, sans former d'amalgame de potassium. Avec une force électromotrice plus élevée, l'amalgame apparaît, mais sans que pour cela la première action ait cessé.

C'est précisément une circonstance analogue qui explique la formation des métaux alcalino-terreux au sein des solutions concentrées de leurs chlorures, dans les expériences célèbres de M. Bunsen.

20. Les observations que je viens d'exposer concourent toutes pour mettre en évidence ce que l'on pourrait appeler le principe de la force électromotrice minima dans les électrolyses. Celles-ci s'opèrent dès que la somme des énergies nécessaires est présente.

Ce principe se vérifie nettement, toutes les fois qu'il n'y a pas polarisation des électrodes, c'est-à-dire formation de composés spéciaux qui demeurent intimement unis à la matière même des électrodes et qui enrayent l'électrolyse, parce qu'ils tendent à développer une force électromotrice de signe contraire. On sait que cette difficulté a arrêté jusqu'ici tous les électriciens. Je l'ai également rencontrée dans les essais qu'il me reste à décrire.

21. Soit d'abord l'azotate de potasse : AzO^3K. En supposant ce sel séparé par électrolyse en acide et base dissous, l'eau acidulée étant décomposée en même temps en oxygène et hydrogène, il conviendrait d'employer une force équivalente à $-48^{Cal},2$. Mais l'hydrogène peut être absorbé par l'acide en formant divers composés (ammoniaque, acide azoteux, azote, etc.), ce qui dégage (¹) $+34^{Cal},4$, diminuées de quantités égales à $10^{Cal},1$; ou $9^{Cal},3$; ou

(¹) *Essai de Mécanique chimique, Supplément*, p. 3.

$2^{Cal},8$, suivant la réaction. Le travail nécessaire à l'électrolyse pourrait se trouver ainsi réduit à -26^{Cal}, -23^{Cal} et même -16^{Cal}.

En essayant de vérifier ces inductions, j'ai observé ce qui suit : 1^{dil} ($24^{Cal},5$), ou 1 Zn-Pt + 1 Zn-Cd (27^{Cal}) n'ont rien produit. Au contraire, 3^{dils} ($73^{Cal},5$) développent du gaz aux deux pôles.

$$2\,\text{Zn-Pt} + 3\,\text{Zn-Cd}\,(68^{Cal})$$

agissent de même ; les gaz apparaissent dans ce dernier cas, d'abord au pôle positif (oxygène); puis à l'autre pôle, quoique en faible abondance. On met alors les deux fils de platine en contact, on les frotte l'un contre l'autre ; puis on les sépare. Tout dégagement gazeux s'arrête. On renverse les pôles, le dégagement des gaz recommence. On met de nouveau les deux électrodes en contact momentané, puis on les sépare : les gaz s'arrêtent encore; puis le dégagement reprend peu à peu de lui-même et va s'accélérant.

Des phénomènes semblables ont été observés avec les systèmes suivants :

$$2\,\text{Zn-Pt} + 2\,\text{Zn-Cd}\,(54^{Cal});$$
$$2\,\text{Zn-Pt} + 1\,\text{Zn-Cd}\,(46^{Cal});\quad 2^{dils} + 1\,\text{Zn-Cd}\,(57^{Cal});\quad 2^{dils}\,(49^{Cal});$$

et même avec 2 Zn-Pt (38^{Cal}); à cela près que le dégagement gazeux arrêté par le contact des électrodes ne reprenait plus de lui-même après leur séparation, dans la plupart des cas. Parfois même le dégagement initial cesse spontanément au bout de quelques instants.

En d'autres termes, nous avons affaire à des phénomènes de polarisation et à des réactions complexes. Ces effets sont tellement marqués avec l'azotate de potasse, qu'il ne m'a pas été possible d'assigner les limites de l'électrolyse.

22. Le sulfate d'ammoniaque a donné lieu à des observations du même ordre. *A priori,* l'électrolyse pure et simple exigerait

$$-14,5 - 34,5 = -49^{Cal},$$

quantité qui devrait être diminuée en valeur absolue de 12 à 14^{Cal}, en raison de l'oxydation de l'ammoniaque : ce qui la ramènerait au chiffre 37 ou 35.

En fait, 1^{dil} ($24^{Cal},5$) ne produit rien; tandis que 2^{dils} + 1 Zn-Cd

(57^{Cal}) développent des gaz au pôle négatif. Avec 2 Zn-Pt + 2 Cd-Zn (54^{Cal}), on a observé des gaz aux deux pôles ; le contact momentané de ceux-ci a été suivi seulement par un relentissement de l'action. Avec 2 Zn-Pt (38^{Cal}), il y a déjà apparition de gaz ; le contact momentané des électrodes l'arrête ; l'inversion du courant le rétablit, etc.

Le chiffre 38 serait voisin de la théorie ; mais la polarisation empêche de préciser.

23. Soit encore l'acétate de soude. L'électrolyse de ce sel, si elle produisait uniquement de l'acide acétique, de la soude, de l'hydrogène et de l'oxygène, exigerait $-48^{Cal},8$; mais on sait, d'après M. Kolbe, que l'oxygène brûle l'acide au pôle positif, en formant du méthyle et de l'acide carbonique :

$$C^4H^4O^4 \text{ étendu} + O = C^2H^3 \text{ gaz} + HO + C^2O^4 \text{ dissous, dégage..} \quad + 10^{Cal},$$

ce qui pourrait abaisser à -38^{Cal} la chaleur absorbée dans l'électrolyse.

En effet, je n'ai pas observé de gaz avec 1^{dll} ($24^{Cal},5$) ; 1 Zn-Pt (19^{Cal}) ; 1 Zn-Pt + 1 Zn-Cd (27^{Cal}) ; 1 Zn-Pt + 2 Zn-Cd (35^{Cal}). Au contraire, il y a électrolyse notable avec 3^{dlls} ($73^{Cal},5$).

Avec 2^{dlls} (49^{Cal}) ; 1 Zn-Pt + 3 Zn-Cd (43^{Cal}) et même 2 Zn-Pt (38^{Cal}), la réaction commence ; mais elle est arrêtée par le contact momentané des deux électrodes ; le renversement du courant la fait reparaître, etc. La limite de la force électromotrice efficace serait à peu près celle que la théorie indique ; mais les phénomènes de polarisation ne permettent guère de compter sur la certitude du résultat.

24. Ainsi, la limite des forces électromotrices efficaces est incertaine lorsqu'il y a polarisation : pour tenir compte de celle-ci et vérifier si elle rentre dans la loi commune, il faudrait savoir la nature réelle des composés qu'elle met en jeu et leur chaleur propre de formation. Mais, en dehors de cette complication, on peut, je crois, admettre comme établie la relation nouvelle qui détermine la grandeur minima des forces électromotrices nécessaires pour l'électrolyse ; les énergies chimiques apportent, au contraire, à celle-ci le complément le plus grand qui soit possible.

On retrouve ici, comme en Thermochimie et dans une multitude de phénomènes naturels, la notion mécanique de la moindre action.

SUR LA THÉORIE DE L'ENTRETIEN DES COURANTS ÉLECTRIQUES PAR LE TRAVAIL MÉCANIQUE, SANS EMPLOYER D'AIMANTS PERMANENTS (1);

PAR M. J. CLERK MAXWELL.

Traduit par M. BRILLOUIN.

1. Les machines récemment (2) mises sous les yeux de la Société Royale par M. C.-W. Siemens et le professeur Ch. Wheatstone consistent essentiellement en deux électro-aimants, l'un fixe, l'autre mobile, dont les bobines sont mises en communication par l'intermédiaire d'un commutateur.

Les électro-aimants, dans les machines actuelles, ont des noyaux de fer doux qui augmentent considérablement les effets magnétiques dus aux bobines ; mais, pour simplifier autant que possible la théorie, je commencerai par supposer que les bobines n'ont pas de fer. Pour fixer les idées, je leur donnerai la forme d'anneaux, dont le plus petit tourne à l'intérieur du plus grand autour d'un diamètre commun.

Les équations des courants dans deux circuits voisins sont données dans mon Mémoire *Sur le champ électromagnétique* et sont numérotées (4) et (5) (3) :

$$\xi = Rx + \frac{d}{dt}(Lx + My),$$

$$\eta = Sy + \frac{d}{dt}(M_1x + Ny),$$

où x et y sont les courants, ξ, η les forces électromotrices, R, S les résistances des deux circuits. L, N sont les coefficients de self-

---

(1) *Philosophical Magazine*, 4e série, t. I, p. 474-479; 1867.

(2) *Royal Society*, séances du 14 février 1867, du 14 mars 1867.

(3) MAXWELL, *A Treatise on electricity and magnetism*, t. II, chap. VII, p. 209. Ce sont d'ailleurs les équations connues de l'induction.

induction des deux circuits, c'est-à-dire leurs potentiels sur eux-mêmes pour un courant égal à l'unité, et M est leur coefficient d'induction mutuelle, qui dépend de leur situation relative. Dans le système électromagnétique de mesures, L, M et N sont des lignes et R, S des vitesses.

L peut être appelé, par métaphore, l'*inertie électrique* du premier circuit, N celle du second, $L + 2M + N$ celle du circuit total.

2. Examinons d'abord le cas où les deux circuits sont réunis et les deux bobines en repos, de manière que M soit constant. Alors on a

$$(1) \qquad (R + S)x + \frac{d}{dt}(L + 2M + N)x = 0,$$

d'où

$$(2) \qquad x = x_0 e^{-\frac{R+S}{L+2M+N}t},$$

où x_0 est la valeur initiale du courant. Cette expression montre que le courant, abandonné à lui-même dans un circuit fermé, diminue graduellement.

Posant

$$(3) \qquad \frac{L + 2M + N}{R + S} = \tau,$$

on a

$$(4) \qquad x = x_0 e^{-\frac{t}{\tau}}.$$

La valeur du temps τ dépend de la forme des bobines. Dans des bobines de forme extérieure semblable, τ varie proportionnellement au carré des dimensions linéaires et en raison inverse de la résistance de l'unité de longueur d'un fil ayant pour section la somme des sections des fils qui traversent l'unité de section de la bobine.

Dans la grande bobine employée à la détermination de l'unité B.A. de résistance en 1864, τ était environ $0^s,01$. Dans les bobines d'électro-aimants, τ est beaucoup plus grand, et, quand un noyau de fer y est placé, l'accroissement de τ est encore plus fort.

3. Déterminons maintenant l'effet d'un changement brusque de position de la bobine mobile, pendant lequel la valeur de M passe de M_1 à M_2 et le courant de x_1 à x_2 en un temps $t_2 - t_1$. Intégrant l'équation (1) par rapport à t, nous avons

$$(5)\quad (R+S)\int_{t_1}^{t_2} x\,dt + (L+2M_2+N)x_2 - (L+2M_1+N)x_1 = 0.$$

Si nous supposons le temps assez court pour qu'on puisse négliger le premier terme en présence des autres, nous trouvons pour effet d'un changement instantané de position

$$(6)\qquad (L+2M_2+N)x_2 = (L+2M_1+N)x_1.$$

Cette équation peut être interprétée, dans le langage de la théorie dynamique, en disant que la *quantité de mouvement électromagnétique* du circuit reste la même après un changement brusque de position. Pour déterminer le rôle du commutateur, supposons qu'à un moment donné des courants x, y existent dans les deux bobines et qu'à cet instant on réunisse les deux bobines en un circuit; soit x' le courant aussitôt après la réunion. La même équation (1) donne

$$(7)\qquad (L+2M+N)x' = (L+M)x + (N+M)y.$$

Cette équation montre que la *quantité de mouvement électromagnétique* du circuit entier est égale à la somme des *quantités de mouvement électromagnétique* que possédait chaque bobine juste avant la réunion.

4. Le commutateur peut présenter quatre variétés suivant l'ordre dans lequel les contacts sont établis ou rompus. Si A et B sont les extrémités du premier circuit, C et D celles du second, et si nous mettons entre parenthèses les parties en contact électrique, les quatre variétés sont représentées par le Tableau suivant :

1.	2.	3.	4.
(AC)(BD)	(AC)(BD)	(AC)(BD)	(AC)(BD)
(ABCD)	(ABC)(D)	(A)(BCD)	(A)(B)(C)(D)
(AD)(BC)	(ABCD)	(ABCD)	(AD)(BC)
	(AD)(BC)	(AD)(BC)	

Avec le premier genre de commutateur, le circuit demeure ininterrompu, et, quand l'opération est terminée, deux courants égaux et de directions contraires sont combinés en un seul. Dans ce cas $y = -x$, et l'on a

$$(8) \qquad (L + 2M + N)x' = (L - N\ x.$$

Lorsqu'il y a des noyaux de fer dans les bobines ou des circuits métalliques qui peuvent être parcourus par des courants indépendants, les équations électriques sont beaucoup plus compliquées et contiennent autant de variables indépendantes qu'il y a de quantités électromagnétiques indépendantes. Je ne tiendrai donc pas compte des noyaux de fer, sauf en ce qui concerne l'augmentation des valeurs de L, M, N.

5. Je supposerai aussi que la bobine mobile est d'abord dans une position où M est nul et qu'elle tourne jusqu'à une position où la nouvelle valeur de M est $-M_1$, ce qui accroît le courant dans le rapport de $L + N$ à $L - 2M_1 + N$. Le commutateur est alors renversé. Cela diminue le courant dans un rapport qui dépend de la nature du commutateur.

Le circuit mobile est alors déplacé, et M passe de $+M_1$ à o, ce qui accroît le courant dans le rapport de $L + 2M_1 + N$ à $L + N$.

Durant tout ce mouvement, le courant a aussi diminué avec une rapidité qui varie suivant la valeur de $L + 2M + N$; mais, puisque M varie de $+M_0$ à $-M_0$, nous pouvons, dans une théorie approchée, supposer M nul dans l'expression de la diminution du courant [1].

Si la bobine mobile fait une demi-révolution pendant le temps T, alors le rapport du courant x_1 après une demi-révolution au courant x_0 sera

$$\frac{x_1}{x_0} = e^{-\frac{T}{\tau}r},$$

---

[1] J'ai ajouté là des indices aux différentes valeurs de M. M_0 est la valeur maximum, M_1 est la valeur qui correspond à la position du commutateur. *Voir* d'ailleurs la Note ci-après. (*Note du traducteur.*)

où

$$\tau = \frac{L+N}{R+S} \tag{9}$$

et r est un rapport qui dépend du commutateur.

Pour le premier genre,

$$r = \frac{L-N}{L-2M_1+N}. \tag{10}$$

En accroissant la vitesse, T diminue indéfiniment, en sorte que la question de l'entretien du courant revient à savoir si r est supérieur ou inférieur à 1. Lorsque r est supérieur à $+1$ ou inférieur à -1, le courant peut être entretenu en donnant à la machine une vitesse suffisante. Il sera toujours dans la même direction pour le premier cas; il sera alternatif dans le second. Lorsque r est compris entre $+1$ et -1, aucun courant ne peut être entretenu (¹).

6. Supposons qu'il y ait p tours de fil sur la première bobine et q sur la seconde; alors nous pouvons écrire

$$L = lp^2, \quad M = mpq, \quad N = nq^2,$$

l, m, n étant des quantités qui dépendent de la forme et de la position relative des bobines. Puisque $L - 2M + N$ doit toujours être une quantité positive (c'est le coefficient de self-induction du circuit entier), $ln - m^2$, et par suite $LN - M^2$, doit être positif (²).

(¹) C'est ce qui arriverait si l'appareil tournait en sens inverse; le commutateur diminuerait toujours le courant, quelles que soient les bobines, le rapport r étant

$$r = \frac{L-N}{L+2M_1+N} < 1.$$

(²) Cette phrase ne paraîtra peut être pas suffisamment claire. Je vais essayer de rétablir les idées sous-entendues.

1° De ce que $\frac{L+N}{2}$ est toujours plus grand que M, on ne peut pas conclure directement que $LN - M^2$ est toujours positif; car la moyenne arithmétique $\frac{L+N}{2}$ de deux quantités positives est toujours plus grande que leur moyenne géométrique $\sqrt{LN}$.

2° Quand les circuits formés par un seul tour sont simples (sans points doubles, etc.), on reconnaît facilement, au moyen des lignes de force, qu'on a séparément $m < l$, $m < n$. Cela ne serait plus exact pour des circuits complexes ou formés de plusieurs

Lorsque le commutateur est de la première sorte, le rapport r est plus grand que 1, pourvu que pm_1 soit plus grand que qn, et lorsque

$$\frac{p}{q} = \frac{n}{m_1}\left(1 + \sqrt{1 - \frac{m_1^2}{ln}}\right),$$

on a

$$r = \frac{1}{\sqrt{1 - \frac{m_1^2}{ln}}}, \tag{12}$$

ce qui est le maximum de r.

Lorsque le rapport $\frac{p}{q}$ est compris entre $\frac{n}{m_1}$ et $\frac{m_1}{l}$, r est compris entre $+1$ et -1, et le courant diminue. Mais, lorsque pl est moindre que qm_1, un courant alternatif peut être entretenu; son accroissement le plus rapide a lieu lorsque

$$\frac{p}{q} = \frac{n}{m_1}\left(1 - \sqrt{1 - \frac{m_1^2}{ln}}\right)$$

et

$$r = -\frac{1}{\sqrt{1 - \frac{m_1^2}{ln}}}. \tag{13}$$

---

tours, la seule propriété qui subsiste alors étant

$$LN = M^2 > 0.$$

3° Sans rien supposer sur la forme des circuits d'un seul tour, cherchons la valeur qu'il faut donner à p pour que $L - 2M + N$ prenne une certaine valeur C positive ou négative, quand on se donne l, m, n et q.

Pour que la valeur de p satisfasse au problème, il faut et il suffit qu'elle soit réelle; son signe indiquera le sens de l'enroulement. Or la quantité sous le radical est

$$(m^2 - ln)q^2 + lC.$$

Si donc $m^2 - ln$ était positif, on trouverait des valeurs réelles de p, même avec C négatif $\left[-C < (m^2 - ln)\frac{q^2}{s}\right]$; c'est-à-dire qu'on pourrait construire deux bobines telles que $L - 2M + N$ fût négatif. On sait que c'est impossible : il faut donc absolument que $m^2 - ln$ soit négatif ou nul et, en multipliant par p^2q^2,

$$LN - M^2 > 0.$$

(*Note du traducteur.*)

7. Lorsque le commutateur est du second genre, le premier effet est de fermer les deux circuits, de manière à rendre les courants dans chacun d'eux indépendants. Le second circuit est ensuite ouvert, et le courant y est annulé. Cela produit sur le premier circuit un effet d'induction déterminé par l'équation

$$(14) \qquad Lx + M_1 y = Lx' + M_1 y'.$$

Dans ce cas, $M = -M_1$, $y = x$, $y' = 0$, de sorte que

$$(L - M_1)x = Lx',$$

où x est la valeur initiale et x' la nouvelle valeur du courant.

Le second effet est de réunir les deux circuits en un seul, M_1 étant maintenant positif. Si x'' désigne le courant après cette opération, on a

$$(L + M_1)x' = (L + 2M_1 + N)x''.$$

L'effet total de ce commutateur est donc de multiplier le courant par le rapport

$$\frac{L^2 - M_1^2}{L(L + 2M_1 + N)}.$$

L'effet total d'une demi-rotation est de multiplier le courant par le rapport

$$\frac{L + 2M_1 + N}{L - 2M_1 + N}.$$

L'effet total d'une demi-révolution supposée instantanée est de multiplier le courant par le rapport

$$r = \frac{L^2 - M_1^2}{L(L - 2M_1 + N)}.$$

Si p et q sont les nombres de tours de fil sur la première et la seconde bobine, le rapport r devient

$$r = \frac{l^2 p^2 - m_1^2 q^2}{l(lp^2 - 2m_1 pq + nq^2)},$$

qui est plus grand que 1 si $2lm_1 p$ est plus grand que $(ln + m_1^2)q$. Lorsque

$$\frac{p}{q} = \frac{1}{2}\left(\frac{n}{m_1} + \frac{m_1}{l}\right) + \frac{1}{2}\sqrt{\frac{n^2}{m_1} + 2\frac{n}{l} - 3\frac{m_1^2}{l^2}},$$

nous trouvons pour valeur maximum de r

$$r = 1 + \frac{2\frac{m_1}{l}}{\sqrt{\frac{n^2}{m_1^2} + 2\frac{n}{l} - 3\frac{m_1^2}{l^2} + \frac{n}{m_1} - \frac{m_1}{l}}}.$$

8. Dans l'expérience du professeur Wheatstone, les extrémités de la bobine fixe étant reliées d'une manière permanente par un fil court, les équations sont plus compliquées, parce qu'il y a trois courants au lieu de deux à considérer. Les équations sont

$$(17)\quad Rx + \frac{d}{dt}(Lx + My) = Sy + \frac{d}{dt}(Mx + Ny) = Qz + \frac{d}{dt}Kz$$

et

$$(18)\qquad x + y + z = 0,$$

où Q, K, z sont la résistance, le coefficient de self-induction et le courant dans le fil court. Les équations qui en résultent sont du second degré; mais, comme elles ne sont vraies qu'autant que l'on considère le magnétisme des noyaux comme proportionnel (¹) aux courants dans les bobines, une discussion approfondie serait déplacée dans une indication succincte de la théorie de ces expériences.

Voici quelle me paraît être cette explication : sans la dérivation, le courant dans la bobine mobile est toujours en communication complète avec celui de la bobine fixe, sauf au moment où agit le commutateur; avec la dérivation, les deux courants sont rendus, pour ainsi dire, indépendants, et dans la bobine mobile, dont l'inertie électrique est faible comparée à celle de la bobine fixe, le courant peut changer de grandeur et de signe sans que l'inertie de la bobine fixe inductrice s'y oppose.

D'autre part, la bobine fixe perd la partie du courant total qui traverse le shunt; mais nous savons qu'il faut un accroissement considérable du courant pour augmenter le magnétisme d'un noyau de fer déjà très aimanté, tandis que son magnétisme peut conserver une valeur considérable au moyen d'un courant bien plus

(¹) Le texte porte : « Magnetism of the cores *rigidly connected* with the currents in the coils. »

faible. Par là, la diminution de résistance et de self-induction due au courant dérivé peut faire plus que contre-balancer la diminution de puissance de l'aimant inducteur.

En outre, puisque le coefficient de self-induction de la dérivation est très petit, tous les courants instantanés y passeront plus facilement que dans l'électro-aimant, et, par suite, elle s'échauffera plus par les courants variables que sa résistance seule ne semblerait l'indiquer.

NOTE AU MÉMOIRE DE CLERK MAXWELL;

PAR M. BRILLOUIN.

La valeur M_1 de M qui correspond à la position du commutateur (4) peut être la valeur maximum ou une autre intermédiaire quelconque. D'après la valeur (10) du rapport r, la position la plus avantageuse du commutateur serait celle pour laquelle $M_1 = M_0$, quelle que soit la vitesse. C'est d'ailleurs ce qu'indique aussi le raisonnement élémentaire. Pour que la force électromotrice produite par le mouvement de la machine soit capable de produire un courant de même sens que celui qui la parcourt réellement, il faut que le travail des forces électrodynamiques soit négatif, et par conséquent que le coefficient de self-induction diminue constamment. Il n'y a donc qu'un demi-tour favorable, depuis la position où le coefficient de self-induction est maximum, jusqu'à celle où il est minimum. C'est là qu'il faut placer le commutateur. Son rôle est de changer le sens du courant dans le circuit mobile, ou, ce qui revient au même, de ramener brusquement le coefficient de self-induction du circuit total à son maximum. Cela a lieu au prix d'extra-courants opposés; et il résulte du Mémoire de Maxwell que la perte due à ces extra-courants peut être moindre que l'accroissement dû au demi-tour favorable [1].

Séparons les deux bobines et faisons traverser la bobine fixe par

---

[1] Je reviendrai prochainement sur ces extra-courants, qui se produisent nécessairement dans les machines électrodynamiques et électromagnétiques dites *à courant continu*.

un courant constant; pour redresser le courant induit dans la bobine mobile, la théorie élémentaire assigne au commutateur la même position; mais on sait que la position la plus favorable dépend de la vitesse; aussi ai-je voulu examiner un cas où l'intégration complète est possible : il révèle une différence complète.

Pour une bobine extérieure longue, le coefficient M est égal à $M_0 \cos\omega t$, et l'équation différentielle (1) du texte a pour intégrale

$$= x_1 \frac{L + N + 2M_0 \cos\alpha_1}{L + N + 2M_0 \cos\omega t} e^{-\frac{2(R+S)}{\omega\sqrt{(L+N)^2 - 4M_0^2}}\left[\operatorname{arc\,tg}\left(\sqrt{\frac{L+N-2M_0}{L+N+2M_0}}\operatorname{tg}\frac{\omega t}{2}\right) - \operatorname{arc\,tg}\left(\sqrt{\frac{L+N-2M_0}{L+N+2M_0}}\operatorname{tg}\frac{\alpha_1}{2}\right)\right]},$$

où x_1 est la valeur du courant au moment où il quitte le commutateur α_1. Pour avoir sa valeur x_2 au moment où il arrive au commutateur $\pi + \alpha_1$, il suffit de faire $\omega t = \pi + \alpha_1$, et, supposant que ce soit un commutateur du premier genre, on aura sa valeur au moment où il quitte le second commutateur en multipliant par

$$\frac{L - N}{L + N + 2M_0 \cos\alpha_1} \quad \text{(éq. 8, n° 4)},$$

où L est le coefficient de self-induction de la partie fixe du circuit et N celui de la partie mobile.

Le courant x_1 à la sortie du premier commutateur devient donc, à la sortie du suivant,

$$\frac{L - N}{L + N - 2M_0 \cos\alpha_1} e^{-\frac{2(R+S)}{\omega\sqrt{(L+N)^2 - 4M_0^2}}\left[\operatorname{arc\,tg}\left(\sqrt{\frac{L+N-2M_0}{L+N+2M_0}}\operatorname{tg}\frac{\alpha_1+\pi}{2}\right) - \operatorname{arc\,tg}\left(\sqrt{\frac{L+N-2M_0}{L+N+2M_0}}\operatorname{tg}\frac{\alpha_1}{2}\right)\right]}.$$

1° Si le premier facteur est plus grand que 1 en valeur absolue, on pourra toujours trouver une vitesse ω assez grande pour multiplier indéfiniment le courant x. Suivant que le coefficient de self-induction du circuit mobile N est plus petit ou plus grand que celui du circuit fixe L, le courant est toujours de même sens ou change de sens à chaque demi-révolution. Dans les machines ordinaires (disposition primitive de Siemens, de Ladd, etc.), c'est certainement L qui est le plus grand. De plus, il y a avantage à rendre la différence aussi grande que possible.

2° Si l'exposant de e était indépendant de α_1, la meilleure position du commutateur serait celle que donnent les considérations

plus simples de Maxwell :

$$\alpha_1 = 0.$$

3° Voyons le rôle de l'exponentielle. Pour que le coefficient de e puisse être supérieur à 1 en valeur absolue, il faut limiter les variations de α_1 au moins entre $-\frac{\pi}{2}$ et $+\frac{\pi}{2}$.

Ce coefficient croît alors depuis $\alpha_1 = -\frac{\pi}{2}$ jusqu'à $\alpha_1 = 0$, puis décroît de $\alpha_1 = 0$ à $\alpha_1 = +\frac{\pi}{2}$. Au contraire, la différence des arcs entre parenthèses dans l'exposant de e croît depuis un minimum positif $\frac{\pi}{2} - h$ jusqu'à un maximum $\frac{\pi}{2} + h$, lorsque α_1 croît de $-\frac{\pi}{2}$ à $+\frac{\pi}{2}$. L'exponentielle décroît donc constamment dans le même intervalle.

1° $L > N$. Le coefficient de e est positif. Le maximum du produit a lieu pour une valeur de α_1 comprise entre $-\frac{\pi}{2}$ et 0. *Il faut déplacer le commutateur en sens inverse du mouvement quand le courant produit est toujours de même sens, et le déplacement est d'autant plus grand que la vitesse est plus grande.*

C'est l'*inverse* de ce qui a lieu dans les machines électromagnétiques fonctionnant comme sources d'électricité.

2° $L < N$. Le coefficient de e est négatif. Le maximum du produit en valeur absolue a lieu pour une valeur de α_1 comprise entre 0 et $+\frac{\pi}{2}$. *Il faut déplacer le commutateur dans le sens du mouvement quand le courant produit est alternatif.*

Il ne s'agit, bien entendu, que des machines dépourvues de fer doux : le rôle de celui-ci est trop complexe pour permettre de généraliser ces résultats.

S'il n'y avait pas de commutateur, le courant décroîtrait, quelle que fût la vitesse ; c'est ce qu'on voit facilement en comparant deux valeurs de x séparées par un tour entier.

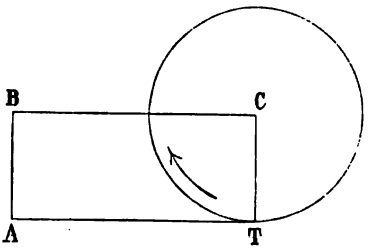
Dans l'examen du rôle du commutateur, il faut faire la plus grande attention aux signes de M ; je n'y ai pas insisté ici pour ne pas allonger démesurément cette Note.

SUR UN ACCUMULATEUR UNIFORME DU COURANT ÉLECTRIQUE;

PAR SIR W. THOMSON (1).

Considérons une roue de Barlow dans laquelle la partie fixe du circuit aurait la forme d'un rectangle TABC. Mettons-la en mouvement dans le sens de la flèche ; la rotation du disque en présence de l'aimant fixe développe un courant induit tel que les actions

Fig. 1.



mutuelles de l'aimant et de la partie mobile du circuit s'opposent au mouvement de celle-ci. Mais, en outre, la partie AB du circuit, d'après les lois d'Ampère, repousse la partie mobile CT; elle produit donc une force électromotrice d'induction de même sens que celle qui entretient le courant (2).

Cette force électromotrice est proportionnelle à la vitesse de

---

(1) *On an uniform electric current accumulator* (*Phil. Mag.*, janv. 1868, ou *Reprint of papers*, p. 325). Quelques mois après la publication du Mémoire de Maxwell, sir W. Thomson indiqua comment la roue de Barlow peut devenir une machine électrodynamique sans fer doux et sans commutateur. Il m'a semblé à propos de rapprocher cette Communication du Mémoire de Maxwell. Ce n'est pas une traduction intégrale, mais une analyse très fidèle que j'en donne ici. (M. BRILLOUIN.)

(2) A la rigueur, il faudrait tenir compte des actions des parties AT, CB; mais on sait que l'action d'une portion d'un circuit fermé plan (et simplement connexe) sur le reste de ce circuit tend à les éloigner le plus possible l'une de l'autre.

D'ailleurs, dans le cas particulier, il suffirait, pour éviter toute difficulté, de remplacer le disque CT, qui tourne autour d'un axe perpendiculaire au plan de la figure, par un cylindre circulaire tournant autour d'un axe parallèle aux droites CT, AB; les actions de BC, AT sur la génératrice mobile CT seraient alors exactement égales et contraires. (M. BRILLOUIN.)

rotation et à l'intensité du courant :

$$E = C v i.$$

Cela posé, éloignons peu à peu l'aimant permanent, mais augmentons en même temps la vitesse, de manière à maintenir au courant sa valeur initiale; quand l'aimant sera tout à fait éloigné, le courant aura conservé la même intensité, et sera maintenu par le seul jeu de l'induction entre les différentes parties du circuit. La vitesse nécessaire sera donnée par la relation

$$CVi = Ri \quad \text{ou} \quad CV = R.$$

La vitesse V nécessaire pour maintenir constant un courant quelconque est donc indépendante de l'intensité de ce courant. Elle est difficile à calculer, à cause de la diffusion du courant dans tout le disque (1).

Prenons maintenant une roue de Barlow sans aimant permanent. Selon que la vitesse constante v dont on l'anime est supérieure ou inférieure à cette vitesse critique V, un courant temporaire produit dans le circuit croît indéfiniment ou décroît jusqu'à zéro (en progression géométrique si la résistance était constante). Une vitesse supérieure à la vitesse critique correspond donc à un équilibre instable du circuit; le moindre courant, quelle que soit sa direction, croîtra jusqu'à ce que, par l'échauffement des conducteurs, la résistance R ait atteint la valeur $\frac{C}{v}$.

Quant à une réalisation pratique, elle ne semble guère possible, à cause de la grande vitesse à atteindre et des énormes frottements qui en résulteraient.

---

(1) Si l'on suppose le disque formé d'une infinité de rayons isolés dont un grand nombre sont toujours en contact avec le ressort, d'après Sir W. Thomson, le rapport de la vitesse linéaire de la circonférence à la vitesse qui mesure en valeur absolue la résistance du circuit dépend des proportions du rectangle CTAB, mais non de ses dimensions absolues.

RECHERCHES EXPÉRIMENTALES SUR LE PHÉNOMÈNE DE PURKINJE;

PAR MM. J. MACÉ DE LÉPINAY ET W. NICATI.

I. Le phénomène que nous nous sommes proposé d'étudier, découvert par Purkinje (1), étudié depuis par Dove, Helmholtz (2), Dobrowolsky (3), joue un rôle capital, ainsi que le fait remarquer Helmholtz (4), dans toutes les expériences ayant pour but la comparaison photométrique de deux surfaces éclairées par des sources de couleurs différentes. Cependant Fraunhofer (5), Vierordt (6) et Draper (7) qui, avant nous-mêmes, s'étaient proposé d'étudier la distribution de la lumière dans le spectre solaire, n'en ont tenu aucun compte.

Helmholtz l'énonce ainsi : *L'intensité de la sensation est une fonction de l'intensité lumineuse qui diffère suivant l'espèce de lumière* (8). L'intensité de la sensation croît plus lentement et décroît plus lentement pour le bleu que pour le rouge, pour une même variation de l'intensité lumineuse objective (9).

Pour faire mieux saisir quelle est la signification de la définition que nous venons de reproduire, il nous suffira de rappeler l'une des expériences de Helmholtz : imaginons deux sources de lumières colorées, l'une bleue, l'autre jaune; nous pourrons toujours les disposer devant un écran blanc de telle sorte que les deux ombres, produites par elles, d'une tige opaque placée devant l'écran parais-

---

(1) *Zur Physiologie der Sinne*, t. II, p. 109.

(2) *Optique physiologique*, p. 318 (421 de la traduction).

(3) *Pflüger's Archiv. f. d. gesammte Physiologie*, t. XXIV, p. 189; 1881.

(4) *Optique physiologique*, p. 317 (420 de la traduction).

(5) *Denkschriften der Bayrischen Akademie*; 1815.

(6) *Anwendung des Spectralapparates*, etc. Tübingen; 1871.

(7) *Philosophical Magazine*, 5e série, t. VIII, et *Journal de Physique*, t. IX, p. 210.

(8) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 31 mai, 11 octobre, 27 décembre 1880.

(9) L'appréciation de l'égalité d'éclairage de deux ombres voisines de couleurs très différentes, qui semble à première vue impossible, se fait cependant sans peine, quoique les erreurs possibles puissent être quatre ou cinq fois plus fortes que si les deux ombres comparées avaient même coloration.

sent également éclairées. Rapprochons alors l'une et l'autre source de l'écran, jusqu'à doubler par exemple les quantités de lumière envoyées sur l'écran par l'une et l'autre source : nous constaterons de suite que l'ombre bleue paraîtra *plus sombre* que l'ombre jaune. Réciproquement, si nous avions réduit à la moitié de leur valeur primitive les quantités de lumière envoyées sur l'écran par l'une et l'autre source, l'ombre bleue aurait paru *plus éclairée* que l'ombre jaune.

II. Les recherches que nous avons entreprises pour étudier *quantitativement* ce phénomène reposent sur les remarques suivantes :

Si nous faisons tomber sur une page imprimée de la lumière de couleur quelconque et d'intensité de plus en plus faible, on éprouve pour la lire une difficulté croissante, et l'observateur, pour distinguer les caractères, doit s'en rapprocher de plus en plus. C'est ce qu'on exprime en disant que l'acuité visuelle diminue avec l'intensité de l'éclairage (¹). L'acuité visuelle dépend donc essentielle-

---

(¹) L'acuité visuelle est mesurée par l'inverse de l'angle sous lequel on doit voir un objet déterminé pour en reconnaître la forme. On estime habituellement sa valeur en présentant à l'observateur un tableau placé à 5^m de distance, sur lequel sont dessinés des caractères d'imprimerie de diverses grandeurs, et en déterminant quels sont les plus petits d'entre eux qui sont encore distingués dans ces conditions. On obtient des résultats numériques plus précis en n'employant, comme nous l'avons fait, qu'une seule grandeur de lettres, et mesurant la distance à laquelle l'observateur doit se rapprocher pour les distinguer. Ajoutons que, pour éviter les erreurs qui proviennent de ce que diverses lettres de même grandeur ne sont pas tout à fait équivalentes, nous avons substitué aux caractères d'imprimerie ordinairement employés, et qui ont la forme que nous reproduisons ici (*fig.* 1), un signe de même forme générale, constitué par trois traits horizontaux, noirs sur fond blanchi à la céruse, de 5^{mm} de longueur, distant de 1^{mm} et larges d'autant (*fig.* 2).

Fig. 1. Fig. 2.

D'après les conventions faites, l'acuité visuelle est égale à 1 ($V = 1$) lorsque l'observateur voit l'intervalle de deux traits consécutifs sous l'angle de 1′. Il est facile de voir qu'avec les dimensions du signe que nous avons employé, lorsque la distance de l'observateur à l'objet était de n mètres, l'acuité visuelle était

$$V = 0,29n.$$

ment de l'intensité de l'éclairage, c'est-à-dire plus exactement *de la quantité de lumière perçue par l'œil,* ou encore de l'*intensité de la sensation lumineuse.*

On voit, d'après ce qui précède, que, pour étudier le phénomène de Purkinje, nous étions conduits à résoudre la question suivante : *Comment varie, pour chacune des radiations simples du spectre solaire, l'acuité visuelle, avec l'intensité lumineuse objective ?*

III. Deux méthodes différentes ont été adoptées par nous, pour résoudre cette question, l'une, dans les expériences relatives à la région de la raie D du spectre, l'autre pour celles relatives à treize autres régions du spectre, comprises entre l'extrême rouge et la raie G dans l'indigo. Nous nous contenterons de décrire ici la première d'entre elles, la plus directe et la plus générale (1).

Après avoir fixé le signe dans la région voulue du spectre, réglons la fente du spectroscope de telle sorte que l'acuité visuelle prenne une certaine valeur, $V = 0,328$ par exemple. Immédiatement après, doublons la quantité de lumière blanche qui traverse la fente (2), nous trouvons que l'acuité visuelle est devenue

$$V + \Delta V = 0,392.$$

Elle a donc augmenté de $\Delta V = 0,064$.

A la suite d'un grand nombre de mesures analogues, toutes rela-

---

(1) Pour tous les détails relatifs à la seconde méthode, nous prions les lecteurs de se reporter à notre Mémoire : *Recherches sur la comparaison photométrique des diverses parties d'un même spectre,* Chap. IX (*Ann. de Chimie et de Physique,* 5e série, t. XXIV, p. 289; 1881). Ils pourront se convaincre que cette méthode ne le cède en rien à la première, au point de vue de la précision.

(2) La disposition expérimentale que nous avons adoptée pour faire varier rapidement, dans une proportion connue, la quantité de lumière solaire qui traversait la fente repose sur un principe qui, découvert par Bouguer, a été utilisé par de nombreux expérimentateurs, entre autres par MM. Charpentier et Cornu (*Journal de Physique,* t. X; 1881). Le faisceau de lumière solaire traversait une lentille à grande distance focale qui donnait une petite image du Soleil en coïncidence avec la fente du spectroscope. Des diaphragmes, munis d'ouverture de 1^{mmq}, 2^{mmq}, 3^{mmq}, 4^{mmq}, etc., pouvaient recouvrir successivement la lentille, et être rapidement substitués l'un à l'autre. La quantité de lumière qui traverse la fente du spectroscope est, à chaque instant, proportionnelle à la surface de l'ouverture du diaphragme.

tives à la même région du spectre (raie D), nous avons pu dresser un Tableau dont nous donnons ici un extrait.

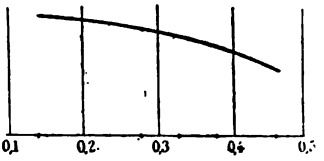
TABLEAU I.

V.	ΔV.
0,455	0,043
0,377	0,058
0,328	0,064
0,275	0,073
0,139	0,078

Dans la première colonne de ce Tableau figurent les valeurs que prend l'acuité visuelle lorsqu'on emploie une quantité convenable de lumière; dans la deuxième colonne figurent les accroissements de l'acuité visuelle lorsqu'on vient à *doubler* la quantité de lumière objective.

Dans la *fig.* 3, qui résume les données numériques inscrites dans ce Tableau, nous avons pris pour abscisses les valeurs primitives de l'acuité visuelle V, pour ordonnées les accroissements ΔV de cette acuité, lorsqu'on vient à doubler la quantité de lumière.

Fig. 3.



Cette courbe étant construite, il nous sera facile d'obtenir celle qui, pour la même région du spectre, figurera comment varie l'acuité visuelle avec l'intensité lumineuse objective. Représentons en effet par 100 la quantité de lumière jaune nécessaire pour obtenir la valeur $V = 0,33$ de l'acuité visuelle. L'ordonnée correspondante de la courbe (*fig.* 3) se trouve être 0,067. Nous concluons de là qu'en employant une quantité de lumière 200, l'acuité visuelle devient

$$V = 0,330 + 0,067 = 0,397.$$

En répétant pour l'acuité visuelle 0,397 le même raisonnement, et ainsi de suite de proche en proche, nous pourrons dresser le Tableau suivant :

TABLEAU II.

Intensités lumineuses.	Acuités visuelles.
25	0,180
50	0,256
100	0,330
200	0,397
400	0,452
800	0,496

Si nous prenons pour abscisses les quantités de lumière, pour ordonnées les acuités visuelles, nous obtiendrons la courbe dessinée en traits pleins dans la *fig.* 4.

Les données numériques, obtenues par la seconde méthode, qui nous permettront de construire les courbes correspondantes à chacune des treize autres régions étudiées du spectre, sont résumées dans le Tableau suivant :

TABLEAU III.

	Intensités lumineuses objectives.				
V.	$\lambda \geq 0^{\mu},507$.	$\lambda = 0^{\mu},497$.	$\lambda = 0^{\mu},458$.	$\lambda = 0^{\mu},442$.	$\lambda = 0^{\mu},428$.
0,47	500	818	»	»	»
0,42	267	371	548	651	»
0,33	100	100	100	100	100
0,26	48	38	22	21	18
0,22	33	23	13	12	10

Dans ce Tableau, ainsi qu'on peut le voir, nous n'avons inscrit qu'une seule série de nombres pour toutes les radiations comprises entre l'extrême rouge et la radiation de longueur d'onde $\lambda = 0^{\mu},507$ (deuxième colonne verticale), cette dernière radiation correspondant à la limite du vert pur et du vert bleuâtre.

C'est qu'en effet de toutes les mesures relatives aux radiations moins réfrangibles que celle-ci ressort, avec une grande netteté, la loi suivante, établie, pensons-nous, pour la première fois :

PREMIÈRE LOI. — *La relation qui existe entre l'acuité visuelle et l'intensité lumineuse objective est identique pour toutes les radiations moins réfrangibles que celle de longueur d'onde* $\lambda = 0^{\mu},007$.

On peut encore l'énoncer ainsi :

Le phénomène de Purkinje ne se produit pas, du moins d'une

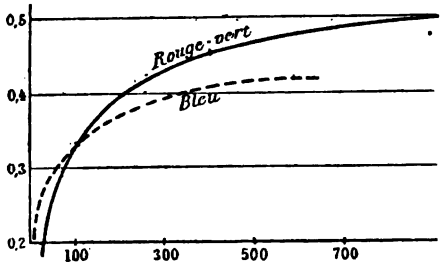
manière appréciable, pour toutes les radiations moins réfrangibles que celle de longueur d'onde $\lambda = 0^{\mu},507$.

Par contre, de la comparaison des nombres inscrits dans les diverses colonnes du même Tableau ressort, avec évidence, la loi suivante :

Seconde loi. — *L'acuité visuelle croît plus lentement et décroît plus lentement pour le bleu que pour les radiations moins réfrangibles, pour une même variation de l'intensité lumineuse objective, et cette différence est d'autant plus accentuée que l'on considère une radiation plus réfrangible à artir du vert.*

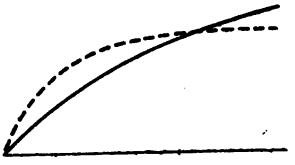
Cette même loi ressort encore plus nettement de l'examen des courbes dessinées (*fig.* 4), en prenant pour abscisses les intensités

Fig. 4.



lumineuses objectives, et pour ordonnées les acuités visuelles. Dans cette figure, la courbe dessinée en traits pleins correspond aux radiations rouges-jaunes-vertes, la courbe dessinée en traits discontinus, à la radiation de longueur d'onde $\lambda = 0^{\mu},442$.

Fig. 5.



Si nous nous reportons à la remarque que nous avons faite précédemment, que l'acuité visuelle dépend essentiellement de l'intensité de la sensation lumineuse, nous voyons que la loi que nous venons

de donner est identique au fond à l'énoncé du phénomène de Purkinje, donné par Helmholtz, et que nous avons reproduit au commencement de cet article. C'est ce que démontre encore plus complètement l'analogie complète que présentent les courbes que nous avons construites (*fig.* 4) avec celles qui figurent dans l'*Optique physiologique* de Helmholtz (¹) et que nous reproduisons ici (*fig.* 5), et qui pourraient figurer, d'après lui, comment varie, pour le jaune et pour le bleu, l'intensité de la sensation, avec l'intensité objective de la lumière (²).

SUR L'APPLICATION DE LA PHOTOMÉTRIE A L'ÉTUDE DES PHÉNOMÈNES DE LA DIFFUSION DES LIQUIDES;

PAR M. S. v. WROBLEWSKI (³).

Berthollet (⁴), en 1803, a comparé la diffusion d'un sel soluble dans l'eau à la propagation de la chaleur dans un solide. Plus récemment, on a donné le nom de *coefficient de diffusibilité* à la quantité qui serait l'analogue du *coefficient de conductibilité calorifique,* et l'on a essayé de déterminer ce coefficient avec exactitude. Les nombres ci-après, qui se rapportent au chlorure de sodium, démontrent le peu de succès de ces tentatives. Le coefficient de diffusibilité devrait avoir les valeurs suivantes :

(¹) Page 319 (422 de la traduction).

(²) On trouvera, exposées dans l'*Optique physiologique* de Helmholtz, les nombreuses conséquences de la propriété singulière de la rétine que nous avons étudiée. L'une des plus importantes est que la sensation produite par une source de lumière blanche n'est pas constante, mais varie avec son intensité, depuis le blanc jaunâtre (vive lumière solaire), jusqu'au blanc bleuâtre (lumière de la Lune). On pourrait, pensons-nous, figurer d'une manière exacte, quoique peu scientifique, cette conséquence du phénomène de Purkinje, en altérant de la manière suivante un proverbe bien connu : « La nuit, tous les chats sont bleus ».

(³) Extrait par l'auteur d'un Mémoire publié dans les *Annalen der Physik und Chemie,* t. XIII, p. 606-623; 1881.

(⁴) BERTHOLLET, *Essai de statique chimique.* Paris, 1803. Vol. I, p. 409-429.

dernier cas, on serait en droit de dire que cette valeur limite est *le coefficient de diffusibilité de l'eau pure dans l'eau pure.*

On sait que J. Clerk Maxwell a défini le coefficient de diffusibilité d'un gaz dans lui-même. Supposons un espace rempli d'un même gaz et divisé par une cloison mobile en deux masses qui sont à la même pression et à la même température. Si la cloison est supprimée, les deux masses commencent à se mélanger par diffusion, grâce à la vitesse propre à leurs molécules. La constante de diffusion qu'il y a lieu de considérer dans ce cas est appelée par Maxwell *le coefficient de diffusibilité d'un gaz dans lui-même* (coefficient of diffusion of the gas into itself). Ce coefficient ne peut pas être mesuré, car on ne peut pas marquer les molécules. Mais on peut le calculer à l'aide du coefficient de viscosité du gaz.

Dans les phénomènes de la diffusion d'un sel dans l'eau, c'est la dissolution et non le sel qui se propage. Plus la solution employée est diluée, plus l'on s'approche du cas limite où l'eau pure se diffuse dans l'eau pure.

J'ignore jusqu'à quel point je me suis rapproché de ce cas. Mais je ne doute pas que le coefficient de diffusibilité d'un liquide dans lui-même, déterminé par la méthode indiquée, ne puisse servir un jour à fonder la théorie cinétique des liquides, de même que les coefficients de diffusibilité des gaz, mesurés par Loschmidt, ont servi à Maxwell à développer la théorie cinétique des gaz.

VERNIS A ÉCRIRE SUR LE VERRE;

PAR M. A. CROVA.

La formule de ce vernis est la suivante [1] :

Éther	500 gr
Sandaraque	30
Mastic en larmes	30

[1] Cette formule m'a été communiquée par M. Guinand, amateur très éclairé de photographie microscopique, à Montpellier.

Faire dissoudre, puis ajouter, par petites quantités, de la benzine jusqu'à ce que le vernis, étendu sur une lame de verre, lui donne l'aspect du verre dépoli. Ce vernis s'emploie à froid.

Pour avoir une couche bien homogène et d'un grain très fin, verser sur la couche de l'essence de pétrole, laisser un peu évaporer, et frotter ensuite dans tous les sens au moyen d'un chiffon de percale, jusqu'à ce que le tout soit parfaitement sec.

L'encre et le crayon à la mine de plomb permettent d'obtenir sur cette couche des traits très nets et aussi déliés qu'on le désire. Un dessin peut être ainsi préparé en quelques minutes, et immédiatement projeté. On peut aussi faire usage de cette préparation pour obtenir rapidement une glace dépolie à grain aussi fin qu'on le désire.

Lord RAYLEIGH et ARTHUR SCHUSTER. — On the determination of the ohm in absolute measure (Détermination de l'ohm en valeur absolue); *Proceedings of the royal Society*, avril 1881.

Avant d'exposer les travaux de ces auteurs, il nous a paru utile de rappeler la méthode de Sir W. Thomson employée par la Commission de l'Association britannique pour déterminer la valeur absolue de l'ohm (1861).

Sur un cadre circulaire pouvant tourner rapidement autour de son diamètre vertical est enroulé un fil métallique à spires isolées. Au centre du cadre se trouve un très petit aimant ayant la forme d'une sphère; celle-ci étant régulièrement aimantée équivaut à un aimant infiniment petit placé à son centre. Elle est suspendue par un fil et porte un miroir pour observer les déviations.

Quand le circuit est fermé, et qu'il est animé d'un mouvement de rotation, il se développe, sous l'influence du magnétisme terrestre, des courants induits qui, à chaque demi-révolution, changent de sens par rapport au cadre, mais qui, conservant le même sens par rapport à l'aimant, le dévient du plan méridien magnétique dans le sens de la rotation.

Soient H la composante horizontale du champ magnétique terrestre, i l'intensité du courant au temps t, G l'aire totale du circuit (somme des aires de chaque tour de fil), ω la vitesse angu-

laire de rotation, ωt l'angle que fait au temps t le plan du circuit avec le méridien magnétique. En négligeant le champ magnétique très faible, produit par l'aimant dans le voisinage du cadre, le travail des forces électromagnétiques pendant le temps dt a, comme on le sait, pour valeur

$$\frac{d(\mathrm{HG}\sin\omega t)}{dt}\,i\,dt = \omega\,\mathrm{HG}\cos\omega t\,i\,dt,$$

il est égal au travail $\mathrm{R}i^2dt$ qu'effectue le courant en surmontant la résistance R du circuit, augmenté du travail $\mathrm{L}\frac{di}{dt}i\,dt$, effectué en surmontant la force électromotrice d'induction du circuit sur lui-même, L représentant le coefficient de *self-induction;* d'où l'équation

$$(1)\qquad \mathrm{L}\frac{di}{dt}i\,dt + \mathrm{R}i^2dt = \omega\,\mathrm{HG}\cos\omega t\,i\,dt,$$

et, en divisant par $i\,dt$,

$$(2)\qquad \mathrm{L}\frac{di}{dt} + \mathrm{R}i = \omega\,\mathrm{HG}\cos\omega t.$$

L'intégrale générale de cette expression est

$$(3)\qquad i = \mathrm{A}e^{-\frac{\mathrm{R}}{\mathrm{L}}t} + \frac{\omega\,\mathrm{GH}}{\mathrm{R}^2+\mathrm{L}^2\omega^2}(\mathrm{R}\cos\omega t + \mathrm{L}\omega\sin\omega t),$$

A étant la constante arbitraire. Dès que le régime périodique est établi (ce qui théoriquement exigerait $t=\infty$, mais pratiquement a lieu après quelques tours), l'intégrale se réduit à

$$(4)\qquad i = \frac{\omega\,\mathrm{GH}}{\mathrm{R}^2+\mathrm{L}^2\omega^2}(\mathrm{R}\cos\omega t + \mathrm{L}\omega\sin\omega t).$$

D'un autre côté, la somme des moments par rapport à l'axe de suspension des forces qui agissent sur l'aimant est, au temps t,

$$(5)\qquad \mathrm{MH}\sin\alpha - \mathrm{M}ki\cos(\omega t - \alpha),$$

α étant l'angle de la ligne des pôles avec le méridien magnétique, M le moment magnétique de l'aiguille, k le champ magnétique

produit au centre par le circuit traversé par l'unité de courant [1]. Cette expression (5) est donc égale au produit du moment d'inertie de l'aiguille par la dérivée par rapport au temps de sa vitesse angulaire. Il en résulte que, quand la déviation de l'aimant est devenue fixe, l'intégrale, pendant une période complèle T, de l'expression (5) multipliée par dt, doit être nulle, d'où

$$(6) \qquad \mathrm{TMH}\sin\alpha - \mathrm{M}k\int_0^{\mathrm{T}} i\cos(\omega t - \alpha)\,dt = 0;$$

remplaçant i par sa valeur (4) et effectuant l'intégration, il vient

$$(7) \qquad \mathrm{TMH}\sin\alpha - \mathrm{TMH}k\frac{\omega\mathrm{G}}{2(\mathrm{R}^2+\mathrm{L}^2\omega^2)}(\mathrm{R}\cos\alpha + \mathrm{L}\omega\sin\alpha) = 0.$$

On voit que les fonctions T, M, H disparaissent, et R est donné en valeur absolue par l'équation du second degré

$$(8) \qquad \mathrm{R}^2 - \frac{1}{2}\mathrm{G}k\omega\cot g\alpha\,\mathrm{R} + \mathrm{L}\omega^2\left(\mathrm{L} - \frac{1}{2}\mathrm{G}k\right) = 0,$$

pourvu qu'on ait mesuré : 1° la déviation α de l'aimant; 2° la vitesse angulaire ω; 3° les constantes géométriques du cadre pour calculer $\mathrm{G}k$ et L. Ni ce moment magnétique M, ni la valeur de la composante horizontale H du champ magnétique terrestre n'ont besoin d'être connus, si l'on néglige la valeur très faible du champ magnétique produit par l'aimant dans le voisinage du cadre tournant. Si l'on en tient compte, et si l'on tient compte aussi de la torsion du fil de suspension, l'équation (8) corrigée devient

$$(9) \qquad \mathrm{R}^2 - \frac{1}{2}\frac{\mathrm{G}k\omega\cot g\alpha}{1+\tau}\left(1 + \frac{\mathrm{M}k}{\mathrm{GH}\cos\alpha}\right)\mathrm{R} + \mathrm{L}\omega^2\left(\mathrm{L} - \frac{1}{2}\frac{\mathrm{G}k}{1+\tau}\right) = 0,$$

---

[1] Si toutes les spires du fil enroulé sur le cadre avaient le même rayon r, on aurait

$$k = \frac{l}{r^2},$$

l étant la longueur du fil; mais, comme chaque couche de fil a un rayon un peu différent de celle qu'elle recouvre, k est la somme d'expressions du genre $\frac{l}{r^2}$; c'est une quantité qui, comme G, ne dépend que des constantes géométriques de l'appareil.

où $MH\tau$ représente le couple de torsion du fil par unité d'angle d'écart.

La connaissance du moment magnétique M de l'aimant et de la composante horizontale H n'est nécessaire que pour avoir la valeur de termes correctifs presque négligeables; c'est ce qui rend la méthode élégante.

La valeur absolue R de la résistance du circuit étant connue, l'Association britannique a construit, d'après cette donnée, des étalons représentant l'ohm, qui, par définition, vaut 10^9 unités absolues (C. G. S.).

Des doutes ne tardèrent pas à s'élever sur l'exactitude des résultats trouvés par la Commission. D'après M. Kohlrausch (1), l'étalon représentant l'ohm serait de 2 pour 100 trop fort; d'après M. Rowland (2) de 1 pour 100 trop faible; d'après M. H. Weber (3), à peu près exact.

MM. Rayleigh et Arthur Schuster ont repris la détermination de l'ohm en employant les appareils mêmes qui avaient servi à la Commission de l'Association britannique.

Quelques modifications de détail furent d'abord faites à ces appareils, pour mieux soustraire l'aimant aux trépidations et aux courants d'air. Au lieu d'un moteur à main et d'un régulateur de vitesse pour faire tourner le cadre, ils se servirent d'un moteur à eau : la vitesse était réglée par le robinet d'admission, et ce réglage était complété par le frôlement des doigts de l'expérimentateur sur la corde de transmission du mouvement. La modification la plus importante porta sur la manière de mesurer la vitesse de rotation du cadre.

La Commission s'était servie d'un compteur du nombre de tours et d'un chronomètre; MM. Rayleigh et Schuster ont employé une méthode stroboscopique. Sur l'axe de rotation fut placé un disque divisé en secteurs égaux alternativement blancs et noirs. On observait ce disque tournant à l'aide d'une lunette. Entre l'œil et l'oculaire était placé un dispositif destiné à ne permettre la vue du disque

---

(1) *Pogg. Annalen,* Ergänzungsband, VI, S. 1, traduit dans le *Phil. Magazine,* 4e série, t. XVIII, p. 294; 1874.

(2) *American Journal of Sciences and Arts,* 1878.

(3) Mémoire communiqué par l'auteur au *Phil. Magazine,* traduit dans le t. V de la 5e série, p. 30; 1878. M. H. Weber a employé plusieurs méthodes différentes.

que pendant un temps très court, à des intervalles égaux. Il se composait d'un diapason, entretenu électriquement, dont chaque branche portait une plaque percée d'une fente dans le sens de la branche; ces deux plaques se recouvraient mutuellement. La coïncidence des deux fentes permettait la vue du disque, et elle se produisait une fois par vibration simple. Si donc, pendant la durée de celle-ci, le disque avait tourné juste de l'angle de deux secteurs noirs voisins, il paraissait immobile; vu à travers le dispositif, il paraissait, au contraire, tourner lentement, soit dans le sens de la rotation, soit dans le sens inverse, suivant que l'angle parcouru était plus grand ou moins grand. On réglait la vitesse de façon à faire paraître le disque immobile; n étant le nombre des secteurs noirs, le disque faisait alors $\frac{1}{n}$ de tours dans la durée d'une vibration simple du diapason, c'est-à-dire en $\frac{1}{N}$ de seconde, si N était le nombre de vibrations par seconde; la rotation complète de l'axe s'effectuait donc en $\frac{n}{N}$ de secondes.

Comme le disque portait cinq anneaux concentriques divisés respectivement en 60, 32, 24, 20 et 16 secteurs, on pouvait, avec le même diapason, régler cinq vitesses différentes.

Enfin comme la déclinaison pouvait varier pendant l'expérience, on observait une boussole de variations placée à une distance convenable des appareils.

Voici quels furent les résultats des expériences préliminaires faites par lord Rayleigh :

1° La valeur du coefficient de self-induction L employé par la Commission (430165^{cm}) est trop faible; celle-ci est voisine de 450000^{cm} [1].

---

[1] Entre autres moyens employés pour déterminer la valeur du coefficient de self-induction, les auteurs ont fait une mesure expérimentale d'après une méthode imaginée par Maxwell. Nous ne croyons pas sans intérêt de l'exposer ici. Le circuit à étudier est intercalé dans l'une des branches d'un pont de Wheatstone; les résistances des autres branches sont réglées de façon qu'aucun courant ne traverse le pont, en employant la méthode ordinaire, dans laquelle le pont n'est fermé qu'après le circuit principal pour éviter l'effet des extra-courants sur l'aiguille du galvanomètre. Ce réglage effectué, le circuit principal est fermé de nouveau, mais cette fois après avoir fermé le pont auparavant. L'extra-courant de fermeture, produit dans le circuit, donne une impulsion à l'aiguille du galvanomètre; soit α l'arc

2° Quelques erreurs se sont probablement introduites dans la mesure des constantes géométriques du circuit.

3° Les courants induits dans le cadre même qui sert de support aux fils ont une influence négligeable (ils diminuent la déviation de l'aiguille de $\frac{1}{8000}$ de sa valeur).

4° La quantité de chaleur développée par les courants dans le circuit ne peut élever la température au point de faire varier d'une quantité appréciable sa résistance.

5° Une variation de magnétisme de l'aiguille a un effet insignifiant.

En résumé, les auteurs pensent que les plus graves causes d'erreurs de cette méthode sont celles dues aux mesures des constantes géométriques du circuit. Il est aisé de le comprendre du reste : la valeur de R est sensiblement proportionnelle au produit Gk; en outre, les erreurs de ce genre ne peuvent s'éliminer par les moyennes comme les erreurs commises sur α ou ω. Il y aurait tout avantage à employer un cadre de plus grand diamètre (¹).

Dans les expériences définitives faites par M. Schuster, l'aimant

---

d'impulsion. Si alors on substituait au circuit une force électromotrice E de même résistance, elle donnerait une déviation permanente θ à l'aiguille du galvanomètre. Le calcul conduit à la relation

$$L = \frac{E}{i}\frac{T}{\pi}\frac{2\sin\frac{\alpha}{2}}{\tan\theta},$$

dans laquelle i représente l'intensité du courant permanent qui traverse la branche dans le premier cas, et T la durée d'oscillation de l'aiguille.

Mais, au lieu d'introduire cette force électromotrice E, il est plus simple d'augmenter la résistance R de la branche où est le circuit d'une très petite quantité r. Cela revient à intercaler dans cette branche une force électromotrice ri; on a donc, en remplaçant E par ri,

$$L = r\frac{T}{\pi}\frac{2\sin\frac{\alpha}{2}}{\tan\theta}.$$

Comme il faut se servir d'un galvanomètre à oscillations non amorties, il est plus commode d'observer l'arc d'impulsion β, produit en ouvrant la résistante r; la formule devient alors

$$L = r\frac{T}{\pi}\frac{2\sin\frac{\alpha}{2}}{\tan\frac{1}{2}\beta}.$$

(¹) Le cadre employé par la Commission avait environ $0^m,32$ de diamètre.

sphérique fut remplacé par un système de quatre aiguilles aimantées de 5^{mm} de longueur, placées suivant les arêtes parallèles et horizontales d'un très petit cube en liège. Si la longueur des aiguilles est 2,3 fois celle des arêtes du cube, ce système équivaut à un aimant infiniment petit, placé au centre du cube. Il est encore moins pesant, pour un même moment magnétique, que la sphère.

La moyenne des résultats très concordants montra que l'étalon donné par l'Association britannique comme valant un ohm vaut $0,9893 \times 10^9$ unités absolues (C. G. S.), résultat assez voisin de celui obtenu par M. Rowland ($0,9911 \times 10^9$). H. Pellat.

K. VIERORDT.— Die Photometrie der Fraunhofer'schen Linien (Photométrie des lignes de Fraunhofer); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIII, p. 338; 1881.

A mesure qu'on élargit la fente d'un spectroscope, les raies les plus fines disparaissent d'abord, puis les raies un peu plus sombres, et enfin les raies principales disparaissent à leur tour. Les largeurs de la fente, nécessaires pour faire disparaître ainsi les raies principales, sont entre elles comme les nombres 365 (raie B), 220 (raie C), 353 (raie D), 185 (raie E), 600 (raie F), 620 (raie G). Les inverses de ces nombres mesureraient, d'après l'auteur, les intensités lumineuses de ces raies, par rapport à l'intensité de la région avoisinante du spectre.

On peut objecter à cette manière de voir qu'elle suppose que la sensibilité de l'œil, pour apprécier la différence d'éclat de deux surfaces voisines $\left(\frac{\Delta Q}{Q} = \text{const.}\right)$, serait exprimée par le même nombre pour toutes les radiations du spectre. Or on peut affirmer qu'il n'en est rien [1]. J. Macé de Lépinay.

---

[1] C'est ce que l'on peut établir de la manière suivante : considérons les deux ombres d'une tige opaque produites sur un écran en projetant sur elle des quantités Q de lumière jaune, Q' de lumière bleue. On pourra toujours choisir Q' de telle sorte que les deux ombres paraissent également éclairées, et l'on pourra écrire $Q = Q'$. Augmentons alors la proportion de lumière jaune, de manière qu'elle devienne Q_1. D'après l'expérience fondamentale décrite par Helmholtz (*Opt. physio-*

J. FROHLICH. — Neue Modification des Lichtes durch Reflexion an engen Metallgittern (Nouvelle modification de la lumière par réflexion sur des réseaux métalliques très fins); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIII, p. 133; 1881.

Le réseau, tracé sur métal par Chapmann (New-York), avait 27880 traits pour $\frac{1}{3}$ de pouce anglais. On le dispose au centre de l'appareil de M. Jamin, les traits étant tantôt verticaux, tantôt horizontaux. Une portion du champ de la petite lunette est éclairée par la lumière réfléchie sur le réseau, une partie par celle qui s'est réfléchie sur les parties non striées de la plaque métallique.

I. Dans ces conditions, le plan de polarisation de la lumière incidente étant à 45° du plan d'incidence, on constate :

1° Que les deux portions de la frange noire du compensateur ne sont pas sur le prolongement l'une de l'autre;

2° Que le plan de polarisation rétablie n'est pas le même pour les deux parties du champ; la différence atteint 10° environ pour $i = 70°$, les traits étant verticaux.

II. Si l'on vient à faire varier l'angle φ de polarisation de la lumière incidente, pour la lumière réfléchie par le réseau, l'angle ψ du plan de polarisation rétablie ne satisfait point à la relation

$$\operatorname{tang}\varphi \cot\psi = \text{const.}$$

---

logique, p. 420 de la traduction), il faudra, pour obtenir de nouveau deux ombres égales, employer une quantité de lumière bleue Q'_1 différente de Q_1, $Q'_1 > Q_1$.

Supposons alors $Q_1 - Q = \Delta Q$ égal à la quantité de lumière juste nécessaire pour que l'œil commence à percevoir la différence des éclairages produits par Q et $Q + \Delta Q$, $\Delta Q' = Q'_1 - Q'$ sera aussi la quantité de lumière bleue nécessaire pour que l'on puisse apprécier la différence des éclairages produits par Q' et $Q' + \Delta Q'$, et l'on aura

$$\frac{\Delta Q}{Q} < \frac{\Delta Q'}{Q'}.$$

Si donc l'on admet (loi de Bouguer-Masson) que les rapports $\frac{\Delta Q}{Q}$, $\frac{\Delta Q'}{Q'}$ soient tous les deux constants, ces deux rapports auront des valeurs variables avec la nature de la radiation simple considérée.

Si même on prend $\varphi = 0$, on trouve par exemple $\psi = 5°40'$ pour $i = 60°$, les traits étant verticaux.

III. M. Fröhlich superpose à la plaque métallique une lentille de 10^m de rayon, le centre des anneaux produits coïncidant avec le bord de la surface striée. On constate que les diamètres des anneaux qui correspondent à la partie polie et à la surface striée sont notablement différents.

Tous ces phénomènes sont inexplicables dans l'état actuel de la science. J. Macé de Lépinay.

E. LOMMEL. — Ueber das Dispersionsgesetz (Sur la loi de dispersion); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIII, p. 353; 1881.

La théorie de la lumière exposée antérieurement par l'auteur [1] l'a conduit à la formule de dispersion suivante, applicable à tous les cas de dispersion, normale ou anormale :

$$n^2 = \frac{1}{2}\left(\sqrt{P^2 + Q^2} + P\right).$$

P et Q sont deux fonctions de la longueur d'onde, définies par

$$P = 1 + \frac{m}{\mu}(\chi - \varepsilon)^2 \frac{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2}{\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 + \varepsilon^2\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2},$$

et

$$Q = \frac{m}{\mu}(\chi - \varepsilon)\frac{\lambda}{\lambda_0}\frac{\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 + \chi\varepsilon\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2}{\left(1 - \frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 + \varepsilon^2\left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2}.$$

Dans ces formules, $\frac{m}{\mu}$, λ_0, χ et ε sont quatre constantes.

Lorsque l'absorption est négligeable, on peut réduire la formule

---

[1] *Annalen der Physik und Chemie*, t. III et IV; 1878.

générale à

$$n^2 - 1 = \frac{a}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2}.$$

Appliquée au cas du rayon extraordinaire du spath d'Islande, cette formule, qui ne contient que deux constantes seulement, conduit à des résultats concordants avec les nombres donnés par M. Mascart. L'écart n'atteint trois unités du quatrième ordre que pour la raie R du spectre solaire.

Pour le rayon ordinaire du spath, pour lequel l'absorption des radiations les plus réfrangibles est sensible, il faut employer une formule plus complexe, mais que l'on peut, avec une approximation suffisante, mettre sous la forme

$$n^2 - 1 = \frac{a + b\lambda^2 + \frac{c}{\lambda^2}}{1 - \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2}.$$

J. Macé de Lépinay.

HELMHOLTZ. — Ueber eine electrodynamische Wage (Sur une balance électrodynamique); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIV, p. 52; 1881.

Cet instrument, comme tous ceux du même genre, dont le premier est la balance électromagnétique de M. Becquerel, a été construit dans le but de s'affranchir, lors de la mesure des courants, des variations du magnétisme terrestre et des irrégularités de la torsion des fils.

M. Helmholtz suspend aux extrémités du fléau d'une balance à analyses, au lieu des plateaux, deux spirales dont l'axe est vertical et qui ne peuvent tourner autour de cet axe; deux autres spirales plus fortes sont assujetties au-dessus des précédentes sur un support fixe. Les communications sont disposées de telle sorte que l'une des spirales mobiles est attirée et l'autre repoussée.

Les parties mobiles de l'appareil sont mises en communication avec les parties fixes par le moyen de bandes d'or faux (*Rauschgold*), de $8^m,30$ de longueur et de 6^{mm} à 7^{mm} de largeur; ces bandes

sont très flexibles, présentent une résistance électrique modérée, ont un frottement intérieur nul, et, vu leur grande surface, s'échauffent à peine. Chacune des spirales mobiles est reliée au reste du circuit par deux de ces bandes, qui pendent du haut de la cage de la balance.

La théorie montre qu'il y a une position des bobines fixes telle que le passage du courant n'altère ni la stabilité ni la sensibilité de la balance : ce réglage s'obtient par tâtonnement.

L'instrument permet de mesurer, à $\frac{1}{2000}$ près, un courant équilibré par 1^{gr}. R. Blondlot.

W. CROOKES. — On heat conduction in highly rarefied air (Conductibilité calorifique dans l'air fortement raréfié); *Nature*, 6 janvier 1881.

Dans les expériences de M. Winkelmann (1) et de MM. Kundt et Warburg (2) sur la conductibilité de l'air, la pression était toujours supérieure à 1^{mm}. L'auteur s'est proposé d'étudier cette conductibilité sous des pressions beaucoup plus faibles; il a employé dans ce but deux procédés un peu différents.

1° On chauffe dans de l'eau bouillante un ballon d'environ $1\frac{1}{2}$ pouce de diamètre, contenant un thermomètre, et, lorsqu'il a pris une température stationnaire, on le laisse refroidir dans l'air.

2° On échauffe l'appareil dans de l'eau à 25°, on le porte rapidement dans une masse d'eau à 65° et on observe la marche du thermomètre; cette dernière méthode est, d'après l'auteur, plus précise que l'autre. Les temps nécessaires pour que l'appareil s'échauffe de 25° à 50° sous diverses pressions sont :

Pressions..	760^{mm}	1^{mm}	620^{M} (3)	117^{M}	59^{M}	23^{M}	12^{M}	5^{M}	2^{M}
Nombre de secondes.	121	150	162	183	203	227	252	342	413

La vitesse d'échauffement diminue rapidement avec la pres-

---

(1) Winkelmann, *Ann. de Pogg.*, t. CLVI, p. 514, et t. CLIX, p. 177.

(2) Kundt et Warburg, *Ann. de Pogg.*, t. CLVI, p. 177; voir *Journal de Physique*, t. V, p. 121.

(3) $M = 0^{atm},000001$.

sion, contrairement à ce qu'on observe sous des pressions plus fortes. M. Crookes croit pouvoir en déduire que dans les espaces planétaires la perte de chaleur par rayonnement est extrêmement faible. C. DAGUENET.

W. CROOKES. — On the viscosity of gazes at high exhaustions (Viscosité des gaz à de très faibles pressions); *Nature*, 3 et 10 mars 1881.

I. Maxwell a établi théoriquement et vérifié par l'expérience entre certaines limites que la viscosité d'un gaz est indépendante de la pression qu'il supporte; cette loi suppose que le chemin moyen libre d'une molécule est très petit relativement aux dimensions du vase : il y a donc lieu d'examiner la question dans le cas d'un vide très complet.

L'appareil de torsion employé pour la mesure de la viscosité, après avoir reçu un grand nombre de perfectionnements, est actuellement très compliqué. Il se compose essentiellement d'un ballon à long col dans lequel une plaque de mica calcinée et noircie est suspendue à un fil de verre d'environ $\frac{1}{1000}$ de pouce de diamètre et de 26 pouces de longueur. Le bouchon est surmonté d'une pointe et le fond du ballon porte aussi une pointe placée avec la première dans l'axe de l'appareil; ces pointes reposent sur des coussinets et permettent de communiquer à l'appareil un mouvement de rotation brusque et peu étendu, de façon à faire mouvoir la plaque sans faire osciller le fil. Un rayon lumineux réfléchi par la plaque vient tomber sur une règle graduée et permet de mesurer l'amplitude des oscillations. La pression est mesurée par un manomètre de Mac Leod.

Air. — La viscosité déduite de la différence des logarithmes de l'amplitude des oscillations est 0,1124 à $0^{m},760$; la loi de Maxwell s'applique jusqu'à une pression d'environ $0^{m},003$; la viscosité diminue lentement pour des pressions comprises entre 1000M à 250M ($M = 0^{atm},000001$), plus rapidement jusqu'à 35M, et enfin disparaît complètement. La courbe de viscosité coïncide exactement avec celle qui représente l'allongement du chemin moyen libre d'une molécule.

La répulsion par une bougie placée à $0^m,500$ commence au point à partir duquel la viscosité diminue rapidement, et la variation de ces deux effets est la même jusqu'à 35M.

Oxygène. — Ce gaz se comporte comme l'air, sauf que la viscosité augmente de $0^m,016$ à $1^{mm},5$, puis diminue rapidement; un maximum analogue semble exister pour d'autres gaz, mais pour l'oxygène il est beaucoup plus marqué, et sa valeur est supérieure aux erreurs d'expérience. Le rapport de la viscosité de l'oxygène à celle de l'air est 1,1185 pour toutes les pressions, sauf peut-être entre $0^m,020$ et $0^m,001$.

Azote. — La viscosité de l'azote, en prenant celle de l'air pour unité, est 0,9715; si l'on calcule la viscosité de l'air par la formule

$$\frac{\overbrace{20,8 \times 0,1257}^{\text{Viscosité de O.}} + \overbrace{79,2 \times 0,1092}^{\text{Viscosité de Az.}}}{100} = 0,11255,$$

on retrouve le coefficient de l'air, et le calcul s'applique jusqu'à des pressions de 30M.

Acide carbonique. — La courbe est analogue à celle de l'air, sauf qu'entre $0^m,620$ et $0^m,50$ elle descend plus rapidement, puis reprend la même marche. La variation totale entre $0^m,760$ et $0^m,001$ est environ double de celle de l'air. Le rapport à l'air est 0,9208.

Oxyde de carbone. — Même courbe et même coefficient que pour l'azote; la courbe des répulsions par la bougie présente seule quelques différences sur celle des autres gaz.

La courbe de viscosité de la vapeur d'eau se confond avec celle de l'air sec jusqu'à 350^{mm}; elle s'en écarte alors rapidement, et de 7^{mm} à 1^{mm} elle coïncide avec celle de l'hydrogène. Il faut donc admettre que la viscosité de la vapeur d'eau est égale à celle de l'hydrogène, ou plutôt que le mercure électrisé par le frottement dans la pompe décompose l'eau et absorbe l'hydrogène. La répulsion produite par la radiation est plus faible dans la vapeur d'eau que dans l'air.

Pour la vapeur de kérosoline, substance qui bout un peu au-dessus de la température ordinaire, la viscosité diminue avec la

pression beaucoup plus rapidement que pour les autres gaz; l'eau fait cependant exception.

Les nombres donnés par les divers auteurs qui se sont occupés de la viscosité des gaz sont les suivants :

	Graham.	Kundt et Warburg.	Maxwell.	Crookes.
Air.....	1,000	1,000	1,000	1,000
Oxygène.....	1,1099	»	»	1,1185
Azote	0,971	»	»	0,9715
Oxyde de carbone.	0,971	»	»	0,9715
Acide carbonique..	0,807	0,806	0,859	0.9201
Hydrogène.....	0,4855	5,488	0,5156	0,4439

Le rapport pour l'oxygène, l'azote, l'air, l'oxyde de carbone sous diverses pressions diffère peu de celui qui correspond à 760^{mm}; pour l'acide carbonique, le rapport avec l'air est constant, sauf entre 650^{mm} et 50^{mm}, limites entre lesquelles il diminue rapidement; pour l'hydrogène, le décroissement logarithmique reste constant, même dans un vide très complet.

Si l'on prolonge les courbes au delà de 760^{mm}, on peut conclure de leur forme générale que la viscosité augmente rapidement avec la pression, d'autant plus que le gaz est plus liquéfiable et que la loi de Maxwell ne s'applique qu'aux gaz parfaits.

Au delà de $0^{M},02$, limite des pressions observées, elles semblent couper la ligne de pression 0, anomalie due probablement à ce que les fils de verre employés comme fils de torsion ne sont pas parfaitement élastiques. Les courbes de répulsion indiquent, au contraire, qu'elle cesse complètement dans le vide absolu.

II. L'auteur a étudié en outre le passage de l'étincelle dans les gaz et les variations de leur spectre avec la pression. Sous des pressions de 0,02M et même 0,01 M dans l'air, une étincelle de $0^{m},085$ à la pression ordinaire ne passe que par intermittences et donne une phosphorescence verte; une étincelle de 20 pouces donne une lueur verte qui augmente rapidement, puis elle perce le verre.

Dans le spectre de l'azote, les bandes apparaissent à $0^{m},055$ et présentent un maximum à $1^{mm},14$. A 812M, on observe des bandes et des raies, le maximum d'éclat de ces dernières correspond à 450M; à partir de là, elles disparaissent peu à peu et simultané-

ment aux deux extrémités du spectre. A 2,8M, la raie correspondant à une longueur d'onde de $0^{mm},567$ est à peu près seule visible; enfin, à 2M, elle est masquée par la phosphorescence verte.

Le maximum d'éclat du spectre de l'acide carbonique correspond à 300M; à 75M, la raie $\lambda = 0,409$ disparaît; à 40M, les raies $\lambda = 0,519$ et $\lambda = 0,560$ sont seules visibles, puis tout disparaît.

A $2^{mm},8$, le spectre de l'oxyde de carbone est semblable au spectre n° 2 attribué par M. Watt au carbone; le maximum d'éclat correspond à 100M; à 0,4M, les raies $\lambda = 0,560$ et $\lambda = 0,519$ restent seules.

Enfin, pour l'hydrogène, le maximum des raies $\lambda = 0,656$, $\lambda = 0,486$ et $\lambda = 0,434$ correspond; à 418M, $\lambda = 0434$ est à peine visible; à 38M, $\lambda = 0,656$ est très faible; cependant elle persiste jusqu'à 2M; $\lambda = 0,486$ disparaît à 0,37M. Cependant l'hydrogène, apparaissant comme impureté, est toujours signalé en premier lieu par la raie rouge. C. Daguenet.

W. CROOKES. — On discontinuous phosphorescent spectra in high vacua (Spectres discontinus de phosphorescence dans un vide très complet); *Nature*, 26 mai 1881.

M. Crookes a étudié la phosphorescence dans le vide d'un grand nombre de corps, surtout des terres et des alcalis. Les diverses variétés d'alumine donnent en général, comme le rubis, une lueur cramoisie, et un spectre discontinu caractérisé surtout par une raie rouge $\lambda = 689,5$, qui coïncide avec celle signalée par M. Becquerel.

Quelques échantillons, cependant, donnent une lueur verte et un spectre continu. Les diamants à phosphorescence jaune donnent des raies brillantes vertes et bleues sur un spectre continu; ceux à phosphorescence rouge montrent la raie D.

Les terres donnent en général un spectre continu; cependant certaines d'entre elles montrent des raies brillantes, dont la disposition se rapporte à trois types différents : le plus fréquent est composé de raies rouge, orange, citron, verte, à peu près équidistantes, une faible raie bleue et deux raies intenses bleu violet; le second type est analogue, sauf l'absence du rouge et la présence de bandes

doubles orange et citron ; enfin, dans le troisième, on observe une raie jaune entre les deux bandes doubles orange et citron et deux raies vertes étroites.

M. Crookes incline à penser que ces caractères pourraient bien révéler l'existence d'éléments nouveaux dans les terres qu'il a étudiées.

C. Daguenet.

F. KOLACEK. — Beitrag zur Theorie der Resonanz (Contribution à la théorie de la résonnance); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XII, p. 353; 1881.

Dans ce travail, purement théorique, l'auteur démontre que la conductibilité de la chaleur dans les gaz n'a qu'une influence extraordinairement petite sur le nombre de vibrations que ce gaz peut faire dans un résonnateur.

Avec un résonnateur d'Helmholtz, faisant 198 vibrations par seconde, le son se trouve abaissé de $0^{vib},152$, ce qui est insignifiant.

E. Gripon.

C. GRINWIS. — Transport d'énergie pendant le choc des corps (*Archives néerlandaises*, t. XVI; 1881).

Prenant pour point de départ la formule des quantités de mouvement jointe à celle de Newton

$$V - V' = e(v - v'),$$

on en déduit les énergies cinétiques de deux corps avant et après un choc, énergies que l'on décompose en deux parties. Les premières sont les énergies relatives des corps par rapport à leur centre de gravité ; elles diminuent par suite du choc. Les secondes ont pour somme l'énergie du centre de gravité $(m + m')u^2$, constante avant comme après le choc ; l'une diminue donc autant dans le premier corps que l'autre augmente dans le deuxième (transport d'énergie).

Les valeurs de chacune d'elles sont, après la première phase du choc, proportionnelles aux masses des corps.

Les quantités transportées dans les deux phases ont pour rapport et pour valeur le produit de la vitesse u par la force impulsive

dans la phase correspondante, loi qui, d'après M. Umow ([1]), régirait les transports d'inertie. L'interposition de masses dont l'une est moyenne géométrique entre ses voisines favorise ces transports. B. Élie.

C. GRINWIS. — La charge double d'une distribution centrobarique de masse (*Archives néerlandaises*, t. XV; 1879).

La densité ρ de la charge produite en un point P d'une sphère de rayon a, par une masse m située en un point C distant de f du centre, est

$$\frac{m}{4\pi a}\,\frac{a^2-f^2}{p^2},$$

p et p' étant les segments de la corde PP′ passant par C. Mais, comme le potentiel de cette distribution est en un point extérieur, d'après Green,

$$\int \frac{-\frac{1}{4\pi}\frac{dV}{dn}}{a}\,ds + \int \frac{V}{4\pi}\,\frac{d\frac{1}{r}}{dn}\,ds,$$

on est amené à décomposer la charge superficielle en deux : l'une, (première intégrale) égale à m, fournit à chaque élément ds la quantité $\rho_0\,ds$ ou $\frac{m}{4\pi}\,d\sigma$, $d\sigma$ étant la capacité du cône de ds vu de C ; elle semble donc venir d'un rayonnement uniforme autour de C. L'autre, de masse nulle, est une double couche, de moment variable (deuxième intégrale), de densité donnée par $\rho_1 = \rho - \rho_0$. Elle fournit à l'élément ds en P la quantité

$$\frac{m}{4\pi}\,\frac{p'-p}{p'+p}\,d\sigma,$$

et en P′ une quantité égale et de signe contraire. (On a $p' > p$).

On peut admettre que cette portion de la masse nulle a quitté P′ pour se transporter en P. B. Élie.

([1]) Umow, *Zeitschrift für Mathematik und Physik*, t. XIX, p. 418.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XII. — Décembre 1881.

R. Clausius. — *Détermination théorique de la pression de la vapeur et des volumes de la vapeur et du liquide*, p. 381.

H. Becquerel. — *Recherches expérimentales sur la polarisation rotatoire dans les gaz*, p. 394.

R.-H.-M. Bosanquet. — *Sur les battements des fausses consonnances*, p. 434.

Le Conte Stevens. — *Sur la théorie de la perspective binoculaire de Wheatstone et Brewster*, p. 436.

Annalen der Physik und Chemie.

Herausgegeben von G. Wiedemann.

Nouvelle série. — Tome. XIV. — N° 12. — Année 1881.

W. Feussner. — *Sur les phénomènes d'interférence des lames minces et spécialement sur la théorie des anneaux de Newton*, p. 545.

V. v. Lang. — *Sur la dispersion de l'aragonite dans une direction arbitraire*, p. 571.

O. Lubarsch. — *Remarques sur les travaux de M. Lamansky sur la fluorescence*, p. 575.

H.-R. Hertz. — *Limite supérieure pour l'énergie cinétique de l'électricité en mouvement*, p. 581.

E. Reitlinger et Fr. Wächter. — *Sur la digrégation des électrodes par l'électricité positive et l'explication des figures de Lichtenberg*, p. 591.

A. Ritter. — *Sur la hauteur de l'atmosphère et la constitution des astres gazeux*, p. 610.

W. Siemens. — *Contributions à la théorie de l'électromagnétisme*, p. 635.

H. Schröder. — *Recherches sur la constitution en volume des composés liquides*, p. 656.

R. Clausius. — *Évaluation théorique de la pression de la vapeur et des volumes de la vapeur et du liquide*, p. 692.

S. Oppenheim. — *Sur une équation à laquelle satisfait la force vive des mouvements vibratoires*, p. 705.

ACCÉLÉRATION THERMODYNAMIQUE DU MOUVEMENT DE ROTATION DE LA TERRE;

PAR SIR W. THOMSON, F. R. S.

C'est un fait aujourd'hui bien connu, et il a été signalé, je crois, pour la première fois par Kant et porté depuis par Delaunay presque au rang d'une vérité pratique, que, par suite de l'imparfaite fluidité des eaux de l'Océan, les marées ont pour effet de diminuer la vitesse de rotation de la Terre. Toutes les pertes d'énergie qui résultent des frottements intérieurs ou, plus correctement, de la déformation continue de la masse fluide, dans les oscillations de la marée, ont pour résultat final de déplacer, pour l'ensemble des points du globe, l'heure de la haute mer; celle-ci ne correspond ni *au passage* ni à 6 *heures,* comme cela aurait lieu si l'Océan était parfaitement fluide, mais à une époque intermédiaire entre ces deux instants (¹).

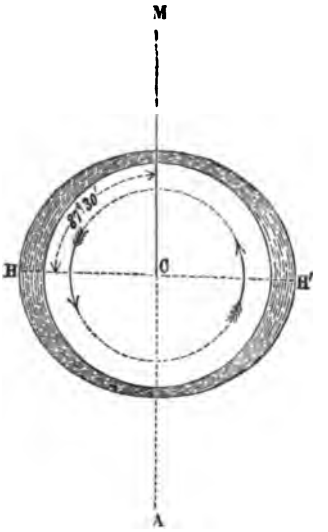
Ainsi, pour la marée lunaire, l'effet général de la déformation des eaux peut être représenté par deux protubérances diamétralement opposées; seulement l'axe de ces protubérances n'est pas dirigé suivant la Lune et l'anti-Lune, mais est incliné sur la ligne qui joint ces deux points dans le sens indiqué dans la *fig.* 1, dans laquelle AM est la droite qui joint la Lune et l'anti-Lune, et HH′ l'axe du sphéroïde idéal qui représenterait, à un instant donné, l'ensemble du niveau des eaux à la surface du globe. Sur la figure, cet angle est pris égal à 87°30′, ce qui revient à supposer que l'heure de la haute mer est, en moyenne, 6 heures moins 10 minutes, temps lunaire, pour toute la Terre.

Il est évident que, dans ces conditions, la résultante des actions exercées par la Lune sur les parties liquides et les parties solides

(¹) Par abréviation, j'appelle *passage* l'heure du passage au méridien soit de l'astre, Soleil ou Lune, qui produit la marée, soit du point du ciel qui lui est diamétralement opposé, et *six heures,* l'instant qui sépare en deux parties égales l'intervalle qui s'écoule entre deux passages consécutifs ainsi définis. Supposons, pour fixer les idées, qu'il s'agisse de la marée lunaire seule, abstraction faite de celle qui est due au Soleil : j'appelle *six heures* l'instant qui précède ou suit de six heures lunaires le passage de la Lune au méridien.

qui constituent le globe n'est pas une force unique dirigée suivant la ligne MC des centres ; mais qu'on peut la représenter, à la manière de Poinsot, par le système d'une force unique dirigée suivant cette droite et d'un couple de sens opposé à celui des flèches qui indiquent sur la figure le sens de la rotation de la Terre. Il en résulte que l'action de la Lune est équivalente à celle d'un frein qui s'opposerait au mouvement de la Terre. Il est évident qu'il en serait de même de l'action du Soleil, dans les mêmes conditions.

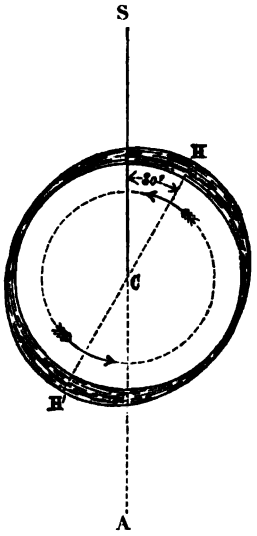
Fig. 1.



L'effet serait inverse et tendrait, au contraire, à accélérer le mouvement de rotation, si l'axe HH' des protubérances avait la position indiquée dans la *fig.* 2. Or, il résulte des observations que ce cas est précisément celui que présente le Soleil par rapport, non pas aux eaux de l'Océan, mais à l'atmosphère terrestre. La Table ci-jointe donne le résultat, pour la période diurne, de l'application de l'analyse harmonique de Fourier, faite par M. Simmonds, aux observations barométriques recueillies sur des points très variés du globe. Dans la formule qui est en tête du Tableau, E représente l'excès de la pression barométrique sur la moyenne diurne au temps θ, compté en degrés à partir de minuit, à raison de 15° par heure solaire moyenne, R_1 et C_1, R_2 et C_2, R_3 et C_3

désignent les amplitudes et les arcs qui correspondent aux maximum des trois premiers termes de la série de Fourier. Les cinq premières colonnes du Tableau donnent l'indication des lieux et des époques des observations qui ont servi à calculer les valeurs de R et de C.

Fig. 2.



Un fait extrêmement remarquable ressort de l'examen de ce Tableau : c'est que l'amplitude R_2 des termes semi-diurnes est, pour la plupart des stations, et principalement pour celles qui sont comprises dans les quarante premiers degrés de latitude de part et d'autre de l'équateur, notablement plus grande que l'amplitude R_1 du terme diurne.

La cause de l'oscillation semi-diurne de la pression barométrique ne peut pas être cherchée dans l'attraction du Soleil et considérée comme un effet de la marée solaire ; car, s'il en était ainsi, l'effet de la Lune serait beaucoup plus considérable. Or l'observation du baromètre montre que la marée lunaire atmosphérique est nulle ou peu s'en faut. La variation solaire diurne du baromètre est donc nécessairement un effet de la température.

Composantes harmoniques de la variation diurne de la pression atmosphérique, calculées par F.-H. Simmonds F. M. S. (1)

$$E = R_1 \cos(\theta + C_1) + R_2 \cos(2\theta + C_2) + R_3 \cos(3\theta + C_3).$$

NOMS DES VILLES.	LATITUDE.	LONGITUDE.	ALTITUDE.	PÉRIODE D'OBSERVATION.	COMPOSANTES diurnes.		COMPOSANTES semi-diurnes.		COMPOSANTES tiers-diurnes.	
					R_1.	C_1.	R_2.	C_2.	R_3.	C_3.
	° ′	° ′			mm	°	mm	°	mm	°
Singapour	1.27 N	103.49 E	faible.	5 ans de 1841 à 1845.	0,533	280,3	0,983	66,0	0,038	333,3
Trevandrum	8.31 N	77. 0 E	59m	5 » juin 1837 à mai 1842.	0,391	290,3	1,077	68,2	0,033	293,1
Madras	13. 4 N	80.14 E	7	7 » 1844 à 1850.	0,594	268,9	1,097	67,6	0,018	270,0
Bombay	18.53 N	72.48 E	12	17 » 1846 à 1862.	0,503	242,9	0,973	66,4	0,036	286,3
Calcutta	22.31 N	88.21 E	5	15 » 1855 à 1869.	0,686	250,9	1,001	61,6	0,030	258,5
Simla	31. 6 N	77.12 E	2119	5,5 » juill. 1841 à déc. 1846.	0,254	185,7	0,533	48,7	0,038	248,3
Lisbonne	38.43 N	9. 8 E	102	6,9 » janv. 1864 à nov. 1870.	0,135	246,6	0,447	62,1	0,056	272,4
Pékin	39.57 N	116.29 E	31	6 » 1850 à 1855.	0,749	270,8	0,551	54,8	0,066	256,0
Washington	38.54 N	77. 3 W	31	9 » 1861 à 1869.	0,427	265,6	0,511	73,8	0,061	172,9
Girard-College (Philadelphie)	39.58 N	75.11 W	34	5,1 » juin 1840 à juin 1845.	0,465	266,6	0,455	75,8	0,046	282,1
Toronto	43.40 N	79.21 W	104	7 1841 à 1847.	0,356	242,4	0,323	81,5	0,051	291,7
Tiflis (Awlaba)	41.42 N	44.50 E	457	7,3 » janv. 1855 à avril 1862.	0,625	288,6	0,361	67,5	0.053	242,3
Tiflis (Kuki)	41.43 N	»	409	9,7 » mai 1862 à déc. 1871.	0,676	294,3	0,411	70,9	0,046	267,1
Vienne	48.13 N	16.23 E	198	7,9 » 1849 à 1856 (omettant un mois d'avril).	0,173	262,4	0,287	59,5	0,030	272,2
Cracovie	50. 4 N	19.58 E	217	7 » 1850 à 1856.	0,127	287,5	0,168	42,5	0,041	256,4
Prague	50. 5 N	14.25 E	107	27 » 1842 à 1868.	0,254	271,5	0,218	55,1	0,028	281,8
Bruxelles	50.51 N	4.22 E	58	28 » 1842 à 1869.	0 048	268,8	0,241	56,1	0,030	278,7
Greenwich	51.29 N	0. 0	48	7 » 1841 à 1847.	0,028	133,9	0,264	57,9	0,010	326,6
Oxford	51.46 N	1.15 W	65	16 » 1855 à 1870.	0,117	312,7	0,244	66,1	0,033	273,3
Nertchinsk	51.18 N	119.30 E	686	19 » 1842 à 1845. 1848 à 1855. 1856 à 1862.	0,320	283,1	0,249	71,1	0,041	236,0
Barnaoul	53.20 N	83.37 E	122	17 » 1842 à 1845. 1850 à 1855. 1856 à 1862.	0,117	189,2	0,112	72,0	0,028	262,3
Catherinenbourg	56.50 N	60.34 E	248	18 » 1842 à 1845. 1849 à 1855. 1856 à 1862.	0,091	325,4	0,089	62,8	0,008	212,7
Sitka	57. 9 N	135.18 W	5	10 » 1843 à 1845, 1848. 1850 à 1854, 1856.	0,071	135,9	0,094	— 6,3	0,008	147,3
Saint-Pétersbourg	59.57 N	30.28 E	5	22 » 1841 à 1862.	0,036	150,7	0,089	6,2	0,015	206,9
Batavia	6.11 S	106.50 E	7	7 » 1866 à 1872.	0,607	293,6	0,937	67,3	0,041	281,8
Ascension	7.55 S	0.58 W	16	2 » sept. 1863 à août 1865.	0.269	287,4	0,709	66,5	0,010	206,6
Sainte-Hélène	15.57 S	5 41 W	538	6 » 1841 à 1846.	0,180	234,1	0,744	63.4	0,036	348,0
Santiago (Chili)	33.26 S	70.38 W	546	2,9 » nov. 1849 à sept. 1852.	0,165	253,8	0,399	77,2	0,036	105 0
Cap de Bne-Espérance	33.56 S	18.29 E	faible.	5,2 » avril 1841 à juin 1846.	0,119	257,8	0,488	72,0	0,036	281,8
Hobarton	44.52 S	147.27 E	32	7 » 1841 à 1847.	0,312	317,5	0,500	84,1	0,046	287,6

(1) Extrait du *Quarterly Journal of the Meteorological Society*, Janvier 1880. *The diurnal range of atmospheric pressure*

D'un autre côté, en appliquant l'analyse de Fourier aux variations diurnes de la température, on trouve que pour la plupart des stations, sinon pour toutes, le terme diurne est beaucoup plus important que le terme semi-diurne. Il n'en est que plus remarquable que l'oscillation barométrique, qui en est la conséquence, soit principalement une oscillation semi-diurne.

Il est probable que l'explication de ce fait doit être cherchée dans la valeur de l'oscillation propre de la masse atmosphérique et qu'on la trouvera dans les formules mêmes que Laplace a données dans la *Mécanique céleste* pour l'Océan, mais qu'il a montrées s'appliquer aussi à l'atmosphère.

En substituant dans ces formules l'influence thermique aux actions attractives pour la production des marées et en cherchant les modes d'oscillation qui correspondent respectivement aux termes diurnes et semi-diurnes de l'influence thermique, on trouvera probablement que la période d'oscillation propre dans le premier cas s'accorde beaucoup moins bien avec une durée de vingt-quatre heures que la seconde avec une durée de douze heures; il est tout naturel alors que, dans le second cas, une force comparativement moindre puisse produire un effet beaucoup plus considérable.

L'examen du Tableau montre que, à une exception près, celle de Sitka, station de l'hémisphère nord, pour laquelle R_2 est très petit, les valeurs de C_2 sont toutes positives et correspondent à des angles aigus; on trouve $61^\circ 3'$ pour moyenne des 30 nombres du Tableau. Si l'on attribuait à chacune des valeurs de C_2 un poids en rapport avec la valeur de R_2 correspondante, on trouverait un nombre encore plus grand pour la valeur moyenne de C_2. Mais il suffit, pour notre but actuel, d'admettre que cette moyenne est d'au moins 60°. En se reportant à la formule, on en déduira cette conséquence, que le maximum du terme semi-diurne tombe un peu avant 10^h du matin et un peu avant 10^h du soir; pour $C_1 = 60^\circ$, ce serait exactement 10^h.

Les observations, et aussi la théorie, sont encore trop incomplètes pour qu'on en puisse déduire la loi de variation de R_2 en fonction de la latitude. Les observations contenues dans le Tableau montrent néanmoins, comme du reste pouvait le faire pressentir la théorie des marées de Laplace, que dans les régions polaires la di-

minution est plus rapide que ne le comporterait la loi du carré du cosinus de la latitude λ. Il est d'ailleurs facile de reconnaître, à l'inspection du Tableau, que la formule $R_2 = \cos^2\lambda . 0^{po},032$ suffit à représenter, dans une première approximation, la distribution des excès barométriques à la surface du globe, c'est-à-dire l'épaisseur en chaque point de la couche sphéroïdale elliptique qui donnerait lieu au même couple résultant que la marée atmosphérique. En laissant de côté les mesures anglaises, qui sont véritablement intolérables, nous écrirons cette formule

$$R_2 = 0^{cm},08 \cos^2\lambda.$$

Maintenant, la colonne barométrique correspond toujours au poids de la masse d'air qui existe au-dessus du point considéré, indépendamment de la température, et l'on peut ajouter aussi, quand on ne considère que des moyennes relatives à plusieurs stations, indépendamment du vent (¹).

Pour chaque centimètre en plus ou en moins dans la colonne mercurielle, il y a $13^{gr},596$ ou, en nombre rond, 14^{gr} d'air en plus ou en moins au-dessus de chaque centimètre carré de la surface horizontale. La *fig.* 2, dans laquelle la ligne SA fait un angle de 30° avec la ligne HH′ (ce qui correspond à $C_2 = 60$), représente la distribution des pressions et par conséquent le poids de la masse d'air au-dessus de chaque point d'un parallèle quelconque ou tout au moins d'un parallèle distant de l'équateur de moins de 60° dans l'un ou l'autre hémisphère. Si l'on suppose qu'on ait pris en chaque point l'épaisseur égale au produit de $\cos^2\lambda$ par $0^{cm},08$, la

(¹) Par les vents très forts le baromètre peut rester sensiblement au-dessus ou au-dessous de la valeur qui correspond au poids de la masse d'air, suivant que la pièce où il est placé a ses fenêtres tournées vers le vent ou à l'opposé. L'erreur provenant de cette cause peut se manifester dans les moyennes diurnes d'un baromètre donné, par suite des variations périodiques diurnes de la direction du vent; mais elle doit être très peu de chose pour un baromètre placé dans des conditions convenables, et, dans tous les cas, elle doit disparaître quand on prend la moyenne de plusieurs instruments placés arbitrairement dans des édifices différents et en diverses parties du globe. On peut remarquer, en passant, que dans un observatoire météorologique, le choix de la pièce où est placé le baromètre ne doit pas être absolument arbitraire. Les ouvertures de la pièce sur l'extérieur doivent être disposées symétriquement par rapport aux différentes directions et aussi par rapport à l'abri contre le vent qui est produit par les autres parties du bâtiment.

couche ombrée représente la couche de mercure qui, répandue à la surface de la Terre, donnerait lieu, par suite de l'attraction solaire, au même couple résultant que l'atmosphère. Pour évaluer ce couple, nous emploierons la formule connue (Thomson et Tait, *Natural Philosophy*, Vol. I, Part I, § 539) relative à l'attraction mutuelle d'une masse M non concentrée en un point, et d'une masse m placée en un point situé à une grande distance

$$(1) \qquad L = 3m \frac{(B - C)yz}{(x^2 + y^2 + z^2)^{\frac{5}{2}}},$$

formule dans laquelle x, y, z sont les coordonnées de la masse m par rapport à trois axes rectangulaires OX, OY, OZ coïncidant avec les axes principaux d'inertie de la masse M; B et C les moments d'inertie de cette masse M par rapport aux axes OY et OZ, et enfin L le moment par rapport à l'axe OX du couple qu'on obtient en transportant parallèlement à elle-même chacune des actions élémentaires, exercées sur la masse M, au centre d'inertie de cette masse. Supposons que le corps M soit un ellipsoïde homogène ayant a, b et c pour demi-axes; on a

$$B - C = \frac{1}{5} M(c^2 - b^2) = \frac{1}{5} M(c + b)(c - b).$$

Pour un ellipsoïde allongé, ayant les dimensions indiquées ci-dessus, on a

$$(2) \qquad B - C = \frac{1}{5} M(c + b)(c - b) = \frac{1}{5} M r.0,32.$$

r étant le rayon de la Terre en centimètres.

Dans le cas de la *fig.* 2, nous aurons

$$yz = D^2 \sin 30^\circ \cos 30^\circ,$$

D étant la distance du Soleil à la Terre. On a, par suite,

$$(3) \qquad L = \frac{3}{5} \frac{mMr.0,32.\sin 30^\circ \cos 30^\circ}{D^3}.$$

Dans cette formule, M représente la masse d'un volume de mercure égal au volume de la Terre; de sorte que, si E est la masse de la Terre, $M = 2,5E$. Maintenant $\frac{mE}{D^2}$ est l'action attractive du

Soleil sur la Terre ; si on la représente par F, on aura

$$(4) \qquad L = \frac{3}{5}2,5.\frac{r}{D}F.0^{cm},32.\sin 30^\circ.\cos 30^\circ = \frac{r}{D}F.0^{cm},21.$$

Si S est la masse du Soleil en grammes, on a

$$F = \frac{r^2}{D^2}S.980 \text{ dynes},$$

puisque l'attraction de la Terre sur un gramme de matière placé à sa surface est environ 980 dynes ; il viendra donc enfin

$$(5) \qquad L = \frac{r^3}{D^3}S.980.0,21 = \frac{r^3}{D^3}S.207.$$

En représentant par I le moment d'inertie de la Terre, on aura, entre l'accélération angulaire $\frac{d\omega}{dt}$ et le moment du couple L, la relation

$$(6) \qquad \frac{d\omega}{dt} = \frac{L}{I}.$$

Si l'on admet la loi de Laplace pour la variation de la densité à partir de la surface, on a approximativement

$$I = \frac{1}{3}r^2E,$$

au lieu de $I = \frac{2}{5}r^2E$ qu'on obtiendrait dans le cas de l'homogénéité. On aura donc

$$\frac{d\omega}{dt} = 3\frac{r^3}{D^3}\frac{S}{E}\frac{207}{r^2}.$$

On a d'ailleurs

$$\frac{D^3}{r^3} = 12,3.10^{12}; \quad \frac{S}{E} = 31,9.10^4; \quad r = 6,370.10^8 \text{ centimètres},$$

et, par suite,

$$r^2 = 40,6.10^{16}.$$

Il viendra donc

$$\frac{d\omega}{dt} = 3.\frac{31,9.10^4}{12,3.10^{12}}.\frac{207}{40,6.10^{16}} = 4.10^{-23}$$

pour l'accélération angulaire, c'est-à-dire l'accroissement de la

vitesse angulaire pour chaque seconde. La vitesse angulaire de la Terre étant actuellement $\frac{2\pi}{86400}$ ou approximativement $\frac{1}{13700}$, l'accélération relative sera

$$\frac{1}{\omega}\frac{d\omega}{dt} = 5,5.10^{-19}.$$

Il y a $31,5.10^6$ secondes dans une année et 3150.10^6 secondes dans un siècle. Le rapport du gain total de vitesse pendant un siècle à la vitesse elle-même est donc

$$1,74.10^{-9}.$$

Pour interpréter ce résultat, considérons deux chronomètres A et B marchant pendant un siècle dans les conditions suivantes :

Le chronomètre A garde le temps d'une manière absolue; il est réglé au commencement du siècle de manière à marquer le temps sidéral, puis abandonné à lui-même.

Le chronomètre B est réglé jour par jour et d'année en année, pendant tout le siècle, sur le temps sidéral.

A la fin du siècle, la vitesse de B dépasse celle de A de $1,7.10^{-9}$ seconde par seconde; comme cet accroissement a été acquis uniformément, on peut dire que, pendant le cours du siècle, la vitesse moyenne de B a dépassé celle de A de $0,8.10^{-9}$ seconde par seconde. Par suite, pendant le siècle, B a pris une avance totale de $3,15.10^9.0,8.10^{-9}$ ou 2,7 secondes.

En fait, il se produisait en même temps et en sens inverse une différence neuf fois plus grande dans la marche des deux chronomètres.

En reprenant les calculs de Laplace sur l'accélération du moyen mouvement de la Lune produite par l'attraction du Soleil, Adams est arrivé à ce résultat, que notre chronomètre B, réglé chaque jour sur le temps sidéral, retarderait au bout d'un siècle de 22 secondes sur le chronomètre A (*voir* Thomson et Tait, *Natural Philosophy*, 1re édition, Vol. I, § 830, ou 2e édition, Vol. I, Ire Partie, § 405). Ce fait, qui peut être considéré comme démontré approximativement par la théorie et par l'observation, a reçu de Delaunay une interprétation dont il ne paraît pas possible de mettre en doute l'exactitude : il est une conséquence du frottement de la marée.

Il suffit de changer convenablement les données pour que les

formules précédentes nous donnent ce retard dû à la marée, comme elles nous ont donné l'accélération thermodynamique. Revenons à la *fig.* 1; supposons que la couche sphéroïdale représente non plus l'atmosphère comme dans la *fig.* 2, mais la masse des eaux; si nous prenons égal à 1^m l'excès du plus grand rayon sur le petit, la figure représentera d'une manière assez exacte, pour toute la surface de la Terre, la forme générale des eaux, telle qu'elle résulte de la marée. Si dans ces deux cas l'obliquité était la même, et que le Soleil restât toujours la masse attirante, nous trouverions une valeur de L

$$\frac{50}{0,08 \times 13,596} = 45,9$$

fois plus grande que plus haut; si, tout restant le même, on substituait la Lune au Soleil, la valeur de L deviendrait 91,8 fois plus grande (en effet, la masse de la Lune, divisée par le cube de sa distance à la Terre, est le double de la masse du Soleil divisée par le cube de sa distance). Pour mettre d'accord le résultat d'Adams et l'explication de Delaunay, il faut que, dans le second cas, le moment du couple soit seulement dix fois ce qu'il est dans le premier. Il suffit pour cela d'incliner la ligne HH′ sur la ligne AM d'un angle HCM, tel que

$$\sin \mathrm{HCM} . \cos \mathrm{HCM} = \frac{\sin 30^\circ \cos 30^\circ}{10}.$$

On trouve ainsi, pour HCM, 87°30′. C'est avec cet angle qu'a été construite la *fig.* 1.

Ainsi, en partant, d'un côté, des résultats fournis par l'observation sur la forme de l'atmosphère terrestre, d'un autre côté, des évaluations que nous avons faites sur la valeur moyenne de la marée lunaire, nous arrivons à ce résultat que, dans le cours d'un siècle, le chronomètre B prend, par rapport au chronomètre A, une avance de 2,7 secondes en vertu de l'accélération thermodynamique, et un retard de 25 secondes par suite du ralentissement dû à la marée. Le résultat final est un retard de 22,3 secondes ou tout simplement 22 secondes, c'est-à-dire le résultat trouvé par Adams.

IMITATION DES FORCES AGISSANT DANS UN DIÉLECTRIQUE;

PAR M. B. ÉLIE.

Faraday expliquait les phénomènes diélectriques par des tensions, suivant les lignes de force (de polarisation) et des pressions perpendiculaires à ces lignes; Maxwell (1) et récemment M. Helmholtz ont rendu compte analytiquement des phénomènes électromagnétiques par cette conception : le premier a même cherché le mécanisme de ces tensions dans les tourbillons d'un fluide où la pression perpendiculaire à l'axe est double de celle parallèle à l'axe.

Voici une imitation de ces phénomènes : soit une sphère tournant dans l'eau autour d'un diamètre avec une vitesse d'au moins 10 tours par seconde. Je réalise le mouvement en la suspendant par un fil métallique à l'axe d'un petit appareil à rotation électromagnétique. Or deux sphères égales à axes de rotation parallèles se repoussent si les rotations sont de même sens; elles s'attirent si elles sont de sens contraire; quatre sphères donnent les mêmes résultats. Si l'on approche une paroi solide d'une sphère, il y a répulsion, pareille à celle due à une image de la sphère qui tournerait dans le même sens.

Soient maintenant deux sphères l'une sous l'autre, dont une au moins, mobile autour de la ligne des centres, tourne autour de cette ligne, et peut se déplacer suivant cette ligne. Je réalise ceci en attachant soit l'électromoteur animant la sphère supérieure au fléau d'une balance, soit la sphère inférieure, choisie moins dense que l'eau, à un fléau fixé au fond du vase; on voit les sphères s'attirer. Ces faits s'expliquent, puisque dans le liquide la pression varie en sens inverse de la vitesse. Or, si l'on imagine plusieurs plans de sphères pareilles, ces plans, se dilatant, seront assimilables aux surfaces du niveau d'un diélectrique, et leurs perpendiculaires, se contractant, aux lignes de force.

---

(1) CLERK MAXWELL, *Electricity and Magnetism*, § 614.

L'ÉCLAIRAGE ÉLECTRIQUE;

PAR M. FOUSSEREAU.

Quand un courant électrique traverse un corps médiocrement conducteur, il y développe, comme on sait, une quantité de chaleur proportionnelle à la résistance traversée. Le conducteur pourra donc, dans des circonstances convenablement choisies, s'échauffer assez pour devenir lumineux. Ce conducteur médiocre peut être un corps solide ; il peut aussi être constitué en partie par un intervalle gazeux existant entre deux solides conducteurs et incessamment traversé par des parcelles très divisées arrachées à ces solides : dans ce cas ce sont encore les deux solides qui fournissent la plus grande partie de la lumière. Le premier genre d'illumination est utilisé dans les lampes à incandescence ; sur le second sont fondées les lampes à arc voltaïque, qui sont de beaucoup les plus anciennes et les plus nombreuses.

I. — PRÉPARATION DES CHARBONS.

C'est en 1813 que sir Humphry Davy obtint pour la première fois l'arc voltaïque entre deux charbons de bois éteints dans l'eau, mis d'abord en contact, puis écartés l'un de l'autre. Foucault rendit possible l'application pratique de cette découverte en substituant aux charbons de bois des charbons de cornue, qui s'usent moins vite et conduisent mieux. Toutefois, ces charbons contiennent encore une partie des impuretés de la houille, notamment des matières siliceuses, et ne sont pas toujours parfaitement homogènes, d'où l'instabilité de la lumière. Aussi a-t-on cherché à les remplacer par des charbons fabriqués de toutes pièces.

En 1846, M. Staite proposait déjà de mouler et de comprimer fortement un mélange de coke pulvérisé et de sucre. MM. Lacassagne et Thiers procédèrent en purifiant le charbon de cornue par l'immersion dans la soude fondue, qui transformait les silicates en verres solubles. On les dissolvait par un lavage à l'eau ; un courant de chlore enlevait les dernières impuretés. M. Jacquelain fabriqua des charbons d'assez bonne qualité en mettant en contact,

avec des parois rouges, des carbures d'hydrogène provenant de la distillation de la houille et des schistes.

Depuis 1868, M. Carré a rendu cette fabrication véritablement pratique. Elle est principalement exécutée aujourd'hui par MM. Carré, Gauduin et Napoli. La préparation de M. Carré se compose de coke en poudre, de noir de fumée calciné et d'un sirop de gomme. Le tout est bien mélangé, puis comprimé et passé à la filière et enfin porté à une température élevée. M. Gauduin décompose par la chaleur des goudrons, résines et autres corps carburés. Le charbon compacte ainsi obtenu est pulvérisé et aggloméré avec du noir de fumée dans des moules d'acier. Pour obtenir une masse plus homogène, M. Napoli emploie du coke pulvérisé et tamisé provenant de la distillation de la houille au rouge sombre. Il le broie sous des meules et le mélange avec le goudron obtenu dans la fabrication de ce même coke. Il fait ensuite passer cette pâte à la filière par l'action d'une presse hydraulique. Pendant cette opération, la pâte est maintenue à une température élevée par un courant de vapeur d'eau qui circule dans une double enveloppe. On cuit ensuite les charbons en les échauffant lentement, d'abord au rouge cerise, sur des plaques de fonte, puis au rouge blanc, dans des creusets en terre réfractaire. Les gaz intérieurs se dégagent, et le charbon durcit et subit un retrait énergique. On peut encore augmenter sa dureté en le nourrissant, c'est-à-dire en lui faisant absorber un liquide chargé d'hydrocarbures, après avoir fait le vide pour chasser l'air absorbé par les pores. On termine l'opération en portant de nouveau le charbon à une température élevée. MM. Carré et Gauduin ont eu l'idée d'allier aux charbons divers sels métalliques dont la présence augmente l'éclat de l'arc et empêche ses variations.

Quand on produit l'arc voltaïque, les deux charbons s'usent en brûlant par leur extrémité et donnent ainsi naissance à une flamme dont l'éclat s'ajoute à celui de l'arc. Mais, comme ils atteignent la température rouge, ils se consument aussi sans utilité le long de leur surface latérale. M. Reynier est parvenu à empêcher cette usure en recouvrant les charbons d'un mince dépôt galvanique de nickel ou de cuivre. On arrive ainsi, sans perte de lumière, à économiser le tiers du charbon brûlé.

II. — Des lampes a arc voltaïque. — Régulateurs monophotes.

Les systèmes employés pour produire la lumière par l'arc électrique présentent une variété de plus en plus grande à mesure que les inventeurs cherchent à satisfaire des besoins plus nombreux. On s'est préoccupé tout d'abord d'obtenir un foyer lumineux unique d'un éclat supérieur à celui des autres lumières artificielles. Pour maintenir à l'arc son éclat, ses dimensions et sa position dans l'espace, on a chargé le courant même qui produit la lumière de régler la distance des charbons. De là les régulateurs *monophotes* qu'on emploie dans les phares et qui présentent, dans les expériences de projection, des applications très variées.

Ces régulateurs ne prêtent pas à l'introduction de plusieurs lampes dans le même circuit. Quand les machines magnéto et dynamo-électriques furent inventées et purent être appliquées à la production de la lumière, on se préoccupa de multiplier les foyers lumineux sur le même circuit, afin de pouvoir s'en servir pour l'éclairage des grands travaux, des usines, des gares, sans être obligé d'installer une machine distincte pour chaque foyer. De cette nécessité sont nés les régulateurs *polyphotes*.

Mais tous ces appareils exigent des organes plus ou moins délicats et nécessitent un entretien qui n'est pas compatible avec certaines applications. Il a donc fallu créer des brûleurs plus rustiques, moins sujets aux dérangements accidentels. C'est le rôle des *bougies*, dans lesquelles les charbons placés à une distance invariable et dirigés parallèlement l'un à l'autre forment, sans régulateur, un arc électrique de longueur déterminée.

Jusque vers 1845, on se contentait de rapprocher à la main les charbons de l'arc voltaïque à mesure qu'ils se consumaient. A cette époque, Th. Wright, le premier, imagina une lampe automatique. Trois ans plus tard, Foucault construisait son régulateur, et la question entrait dans le domaine de la pratique.

Pour obtenir l'arc voltaïque, on peut employer les courants continus ou les courants alternatifs. Ces derniers ont l'avantage de donner aux deux charbons une usure égale ; mais ils ont l'inconvénient de produire un bruissement monotone. L'allumage exige d'abord qu'on mette en contact les charbons, puis qu'on les

écarte l'un de l'autre. Mais les charbons se consument peu à peu, et il faut rapprocher progressivement leurs extrémités pour conserver à l'arc la même longueur. En outre, le régulateur doit modifier automatiquement leur distance toutes les fois qu'une variation accidentelle se produit soit dans l'intensité du courant, soit dans la résistance de l'arc, par suite de la structure imparfaitement homogène des charbons.

Avec les machines à courants continus, le charbon positif, qui est ordinairement le charbon supérieur, s'use environ deux fois plus vite que le charbon négatif, quand ils ont même diamètre. Si la fixité du point lumineux n'est pas nécessaire à l'application qu'on se propose, on se contente de déplacer le charbon supérieur. Dans le cas contraire, on rattache les deux charbons à deux crémaillères commandées par des roues dentées de diamètres doubles l'un de l'autre, comme dans le régulateur Foucault, ou encore on les relie l'un à l'autre par des cordes ou des chaînes passant sur des poulies de diamètres convenablement choisis. C'est ainsi qu'on procède, par exemple, dans le régulateur Serrin.

Le rapprochement des charbons et leur éloignement nécessitent deux mécanismes. Dans la lampe imaginée par Foucault et appliquée par M. Duboscq à de nombreuses expériences d'Optique, ces mécanismes sont deux mouvements d'horlogerie agissant en sens contraires sur une même roue qui commande les crémaillères des porte-charbons. Un levier, qui embraye à la fois ces deux mouvements, est relié à l'armature d'un électro-aimant traversé par le courant de l'arc. Les variations d'intensité de cet électro-aimant modifient la position de l'armature et, par suite, celle du levier, qui peut ainsi laisser fonctionner, pendant un temps convenable, l'un ou l'autre des mécanismes.

L'emploi des mouvements d'horlogerie introduit dans les régulateurs une complication et des chances de dérangement qu'on peut éviter en partie si l'on emploie comme moteur, pour le rapprochement progressif des charbons, le poids même du porte-charbon supérieur. D'autre part, comme le mouvement d'écart des charbons doit être limité en étendue à la longueur de l'arc, rien n'empêche d'employer directement le déplacement de l'armature de l'électro-aimant pour obtenir cet écart. Ce même déplacement pourra immobiliser, par un arrêt ou par un frein, le mécanisme

de rapprochement tant que l'affaiblissement du courant n'interviendra pas pour remettre ce mécanisme en liberté.

C'est d'après ces principes qu'ont été construits divers régulateurs, et en particulier celui de M. Serrin, qu'on emploie avec succès, depuis 1863, au phare de la Hève, et qui a servi récemment à illuminer le phare de l'Exposition d'Électricité. Un double parallélogramme, articulé aux quatre angles, est fixé par un de ses côtés verticaux. Le second côté vertical est rattaché à un tube contenant le porte-charbon inférieur, et à son extrémité la plus basse est adaptée une armature cylindrique placée au-dessus de l'électro-aimant. Enfin le parallélogramme oscillant porte encore un butoir en forme d'équerre, qui retient un moulinet formant le dernier mobile du mécanisme de rapprochement. Après l'allumage, le déplacement de l'armature, attirée par l'électro-aimant, forme l'arc et arrête le moulinet.

On peut se dispenser d'employer un arrêt pour rendre intermittente l'action du moteur, poids ou ressort, qui rapproche les charbons, si la force électromagnétique sert directement à équilibrer celle de ce moteur. Mais il faut alors une disposition qui permette une course très étendue du fer doux attiré. On y arrive en remplaçant, comme l'a proposé Archereau en 1850, l'électro-aimant par un solénoïde, à l'intérieur duquel une tige de fer doux peut subir un déplacement considérable. M. Gaiffe a réalisé cette idée d'une façon très simple, en terminant le porte-charbon inférieur par une tige de fer qui pénètre dans une large bobine. L'hélice de cette bobine prend des diamètres croissants depuis l'extrémité supérieure jusqu'au milieu de sa hauteur, afin d'équilibrer l'action variable du barillet antagoniste dont la détente progressive rapproche les charbons.

Le régulateur Jaspar, qui a fourni à l'Exposition un éclairage très remarqué, est fondé sur le même principe (*fig.* 1). Les tiges A et B des deux porte-charbons sont attachées par des cordes à deux poulies inégales. La tige B, qui est en fer, pénètre dans le solénoïde C. C'est le poids du porte-charbon supérieur A qui sert de moteur pour le rapprochement. Le contre-poids F, qu'on peut déplacer sur une coulisse, se rattache aussi au système mobile et en règle la position d'après l'intensité du courant employé, ce qui laisse une grande latitude à l'égard de ce courant. Un second contre-

Fig. 1.

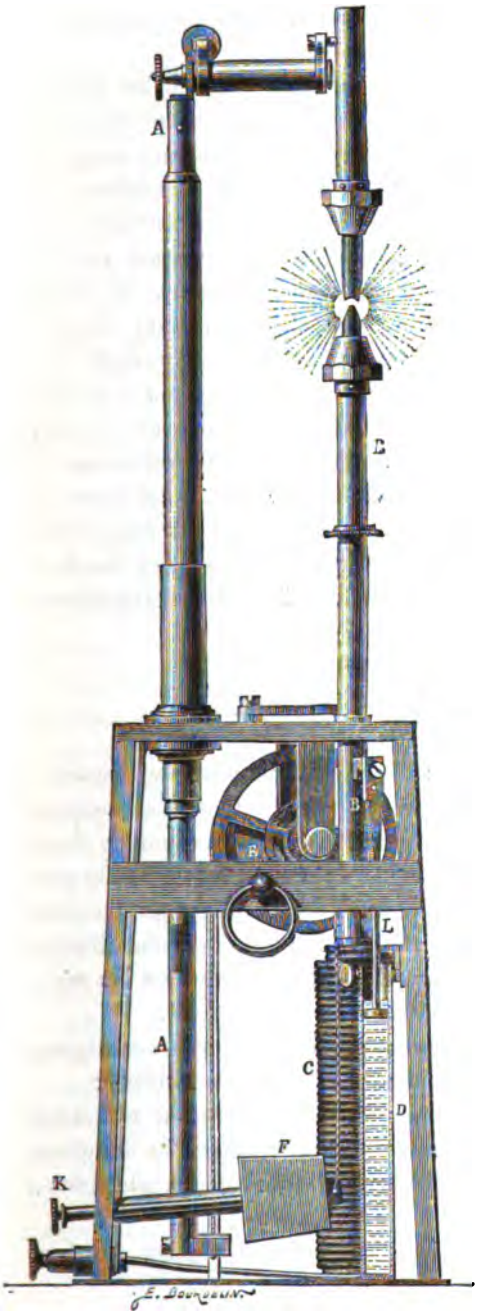
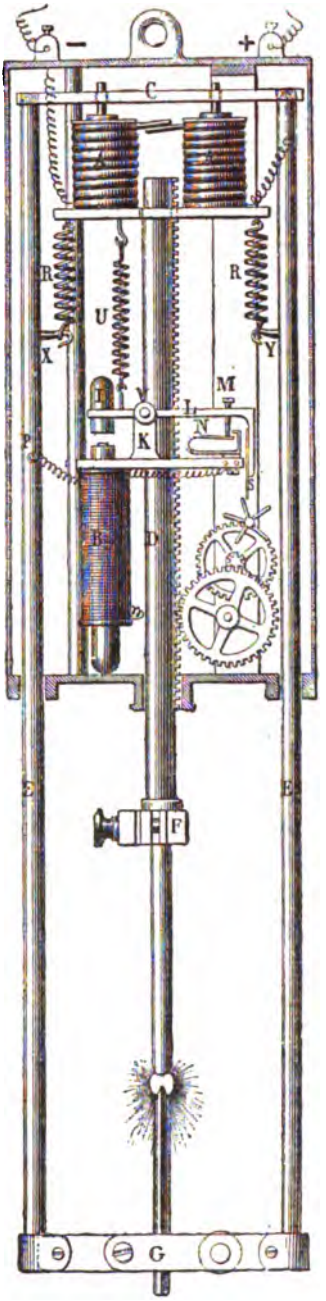


Fig. 2.



poids E, porté par une des poulies, compense, par son déplacement, le changement que subit l'action du solénoïde sur la tige par suite du rapprochement des charbons.

Dans tout régulateur, on doit faire en sorte que tous les mouvements de réglage soient doux et progressifs, pour éviter les variations brusques d'éclat résultant d'un rapprochement exagéré : aussi emploie-t-on souvent des organes destinés à modérer ces mouvements. M. Bürgin arrive à ce résultat en se servant, pour retenir le mécanisme de défilage, d'un frein qui presse plus ou moins sur un volant et le laisse glisser insensiblement. M. Jaspar emploie une disposition qu'on retrouve dans beaucoup d'autres lampes : c'est la cataracte à mercure. Un cylindre D, rempli de ce liquide, contient un piston d'une section presque égale à la sienne, et ce piston est rattaché au porte-charbon inférieur et se meut avec lui. Or son mouvement exige la descente ou l'ascension du mercure à travers l'espace étroit qu'il laisse libre ; il est donc nécessairement très lent, et le réglage s'effectue par un rapprochement insensible et continu ; la position d'équilibre des charbons ne risque pas d'être dépassée. On emploie dans divers régulateurs la glycérine au lieu de mercure.

III. — Régulateurs polyphotes.

Quand on veut placer plusieurs lampes dans le même circuit, il ne faut plus charger le courant général qui les traverse successivement de régler chacune d'elles, parce que le dérangement d'une seule de ces lampes, en diminuant par exemple l'intensité du courant, mettrait en jeu mal à propos les organes de rapprochement dans toutes les autres. Pour résoudre le problème de la distribution de la lumière électrique sur un circuit unique, on emploie les régulateurs polyphotes, qu'on peut diviser en deux ordres :

1° Les lampes à réglage permanent, dans lesquelles ce réglage s'obtient par l'intervention permanente d'un courant dérivé ;

2° Les lampes à réglage périodique, dans lesquelles une interruption de courant permet, à intervalles déterminés, le fonctionnement d'un mécanisme qui replace les extrémités des charbons à une distance invariable.

Dans les lampes de la première catégorie, le réglage s'obtient

par l'action d'un électro-aimant à fil fin, intercalé sur un circuit de dérivation très résistant, qui aboutit aux bornes extrêmes de la lampe. D'après les lois de la distribution des courants, quand l'intensité diminue dans le courant de l'arc par le fait d'une augmentation de résistance, elle augmente dans le circuit dérivé, qui réagit sur un mécanisme de rapprochement. De cette façon, les autres lampes de la même série ne sont pas sensiblement affectées par cette variation.

On peut encore distinguer parmi ces lampes :

A. Les régulateurs à dérivation pure, dans lesquels on se borne à faire usage du courant dérivé.

B. Les régulateurs différentiels, où l'on met en jeu les actions opposées de deux électro-aimants parcourus, l'un par le courant de la lampe, l'autre par le courant dérivé. Comme le courant total, quelle que soit son intensité, se partage toujours entre les deux circuits partiels en raison inverse de leurs résistances, on voit que, dans ce dernier cas, le réglage d'une lampe dépendra seulement de ces résistances et ne sera pas même influencé par les modifications légères que les autres lampes introduisent dans le circuit général.

Lampes à dérivation. — Comme type de ces lampes, nous indiquerons celle de M. Gramme (*fig.* 2). On y voit deux électro-aimants A et B. Le premier est à gros fil et placé dans le circuit de l'arc voltaïque. Son rôle est d'attirer l'armature C pour abaisser le charbon inférieur et produire l'écart nécessaire après l'allumage. Son action est équilibrée par celle des ressorts R qui remontent le charbon en cas d'extinction. Le second électro-aimant B est à fil fin et constitue la dérivation. Il attire l'armature I quand la résistance de l'arc devient trop grande. L'arrêt S laisse alors en liberté un rouage engrenant avec la crémaillère D qui porte le charbon supérieur, et celui-ci descend. Mais le réglage est rendu plus précis par l'emploi du levier trembleur IM. Le déplacement de l'armature produit en N une interruption du circuit dérivé. Le levier reprend donc sa position première pour s'incliner de nouveau quand c'est nécessaire. On obtient ainsi un rapprochement insensible et une distance invariable des charbons à quelques centièmes de millimètre près. Si l'action de l'électro-aimant sur l'armature était permanente, l'attraction qu'il exerce sur elle croîtrait par le fait même

du rapprochement de cette armature, et il faudrait, pour compenser cet excès d'attraction, une diminution trop grande de la longueur de l'arc. Il y aurait alors oscillation du charbon entre deux positions d'équilibre, et par suite variation perpétuelle dans l'éclat du foyer lumineux.

Dans d'autres lampes, comme celle de M. Gérard, le même courant dérivé est chargé à la fois d'allumer la lampe et de la régler. Les charbons sont alors placés d'avance à une distance qui correspond à la longueur normale de l'arc, et l'action du courant dérivé commence par les mettre en contact.

M. de Mersanne emploie dans une de ses lampes des charbons horizontaux, de sorte qu'on peut leur donner une longueur très grande et rester longtemps sans toucher à la lampe.

Lampes différentielles. — Le principe de ces lampes avait été imaginé dès 1856 par MM. Lacassagne et Thiers. Mais, comme on se servait alors des piles pour produire les courants, la nécessité de placer plusieurs lampes sur le même circuit ne s'était pas fait sentir, et cette invention passa inaperçue.

Les lampes différentielles sont très nombreuses. On peut citer, parmi celles qui ont fourni à l'Exposition les plus remarquables résultats, la lampe Siemens et la lampe Brush. Dans la première, qui éclaire à Londres les abords de Mansion-house, un barreau de fer doux est relié à un levier qui arrête ou relâche le mécanisme de rapprochement.

Ce barreau se meut entre deux bobines superposées, l'une à fil fin de dérivation, l'autre à gros fil appartenant au circuit de l'arc; sa position est déterminée par les actions de ces deux bobines. Le rapprochement des charbons est ralenti par l'oscillation d'un pendule, et le mouvement du barreau est rendu gras par une petite pompe à air. On empêche ainsi les vibrations dues aux courants alternatifs.

Dans le système Brush, très en honneur à New-York, une bague W (*fig.* 3) entoure sans frottement le porte-charbon supérieur. Cette bague, engagée dans une pince mobile C, se place obliquement quand la pince est soulevée et peut alors entraîner le porte-charbon dans son ascension. La pince est elle-même rattachée au noyau de fer doux d'un double solénoïde HH_1, sur lequel sont enroulés en sens contraires deux fils d'inégales résistances, appar-

tenant, l'un à la dérivation, l'autre au circuit principal. Quand on allume la lampe, le courant principal existe seul d'abord, à cause du contact des charbons. Ce courant attire le noyau de fer doux et produit l'écart. Pour une certaine position du levier, l'équilibre a lieu. Quand l'écart des charbons devient trop grand, le levier s'abaisse en redressant la bague qui laisse glisser légèrement le charbon; une cataracte à glycérine régularise ce mouvement.

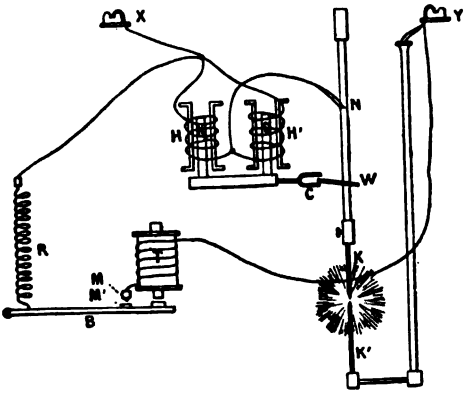
Lampes à réglage périodique. — Ces lampes sont des appareils où l'on ne fait plus appel à l'action directe du courant pour rapprocher les charbons en temps opportun, mais où ce rapprochement s'effectue automatiquement à des intervalles déterminés assez courts pour maintenir les variations de résistance entre d'étroites limites. A cette catégorie appartient le régulateur Brokie, dans lequel un électro-aimant, placé sur un circuit dérivé, est simplement chargé de soulever une pièce qui pince le charbon supérieur en l'élevant légèrement pour produire l'arc. Deux fois par minute il se produit à la fois dans toutes les lampes de la série une interruption du circuit dérivé par la rotation d'un disjoncteur placé en dehors des lampes. Le charbon supérieur, abandonné par la pince, tombe sur le charbon inférieur. Mais, immédiatement après sa chute, cette pince le relève à la distance primitive, et l'interruption dure si peu de temps qu'il est impossible à l'œil de suivre ce mouvement. Ce régulateur a l'avantage de présenter une grande simplicité.

Les lampes polyphotes doivent, en général, être pourvues d'une disposition spéciale qui permette d'éliminer et de mettre en dehors du circuit toute lampe épuisée ou accidentellement éteinte; autrement le courant, passant tout entier par le fil de dérivation, perdrait inutilement une partie de son intensité, en communiquant à ce fil un échauffement dangereux. Quelques systèmes sont même disposés de manière à substituer une nouvelle paire de charbons à celle qui a cessé de fonctionner.

Dans le régulateur Brush, cité plus haut (*fig.* 3), l'élimination de la lampe, après son extinction, est obtenue par un électro-aimant T à deux fils enroulés dans le même sens. L'un de ces fils est traversé par le courant dérivé du solénoïde de réglage. L'autre fil, peu résistant, constitue un court circuit par où le courant peut passer en dehors de la lampe. Ce second circuit est interrompu

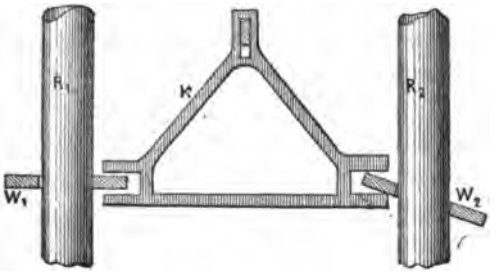
en MM′ tant que le premier courant dérivé est trop faible pour soulever l'armature. Mais un affaiblissement notable du courant de l'arc referme ce courant dérivé et le rend capable d'attirer l'armature et de fermer l'interruption MM′.

Fig. 3.



La substitution d'une paire de charbons à une autre s'obtient en engageant les bagues des deux charbons supérieurs dans deux mâchoires appartenant au même bâti K (*fig.* 4). Une de ces

Fig. 4.



mâchoires, se trouvant placée plus haut que l'autre, saisit son charbon la première, quand le bâti s'élève, et le remonte plus haut que le charbon voisin. L'arc ne s'établit et ne se règle qu'entre les charbons les plus rapprochés. Mais, quand ces charbons sont épuisés, l'arc se produit entre les deux autres.

M. Siemens emploie à l'élimination des lampes éteintes un

dérivateur placé en dehors de la lampe, à portée du surveillant. Cet appareil avertit de l'extinction en allumant une petite lampe. Le veilleur automatique de M. Gérard peut aussi être combiné avec un système d'avertissement.

IV. — Distribution des foyers lumineux.

Trois procédés peuvent être employés pour distribuer entre plusieurs lampes la lumière fournie par une seule machine :

1° On peut diviser le courant principal en un nombre convenable de dérivations et placer sur chacune d'elles une lampe monophote ;

2° On peut placer en série sur le même circuit plusieurs lampes polyphotes ;

3° On peut faire produire à la même machine plusieurs courants indépendants les uns des autres et les utiliser séparément.

Il est clair enfin que ces trois modes de division peuvent être combinés ensemble, de façon à multiplier le nombre des foyers.

M. Gülcher s'est servi du premier procédé. Il forme le circuit principal avec des fils de mêmes dimensions en nombre égal à celui des lampes, entrelacés ensemble et reliés aux pôles de la machine. Chaque fil quitte le câble pour pénétrer dans la lampe correspondante. De cette façon, les résistances de tous les circuits partiels sont parfaitement égales, et si l'une des lampes fonctionne mal ou s'éteint, il en résulte seulement dans les autres circuits un accroissement d'intensité d'autant plus léger qu'ils sont plus nombreux. Cette disposition permet d'employer de faibles différences de potentiel, et l'on évite ainsi beaucoup de difficultés et de dangers. D'autre part, les lampes se trouvent réduites à une grande simplicité.

M. Gravier a proposé un système de distribution fondé sur l'emploi combiné des lampes polyphotes en tension et des courants dérivés. Dans ce système on doit calculer le diamètre de chaque conducteur de façon à donner dans tout le réseau un éclairage identique, tant que la consommation d'électricité compense à chaque instant la production. Quand la consommation tend à dépasser la production, un déficit se fait sentir principalement aux extrémités du réseau les plus éloignées de l'usine ; dans le cas con-

traire, un excès de courant se manifeste. C'est alors que doit intervenir le régulateur d'émission. Un fil de retour revient de l'extrémité du réseau à l'usine et communique avec un électro-aimant. Dans les conditions normales, l'armature de cet électro-aimant demeure en équilibre. Sous l'influence d'une variation dans le courant dérivé de retour, cette armature déplace une série de pièces qui agissent soit sur la vitesse de rotation de la machine génératrice, soit sur le champ magnétique. Une disposition analogue sera adaptée à chaque lampe pour régler sa dépense d'électricité par l'introduction de résistances graduées : c'est le régulateur de consommation.

Enfin le réseau entier et chacune de ses parties peuvent être sous la dépendance d'un ou plusieurs récipients de distribution. Ces récipients seraient des condensateurs ou des piles Planté accumulant assez d'électricité pour qu'on puisse y maintenir un potentiel sensiblement constant. Tout se passerait donc pour le réseau subordonné comme si le récipient de distribution était substitué à l'usine : un fil de retour en fait connaître l'état.

M. de Mersanne emploie des machines à courants alternatifs qui alimentent un certain nombre de circuits distincts, et sur chacun d'eux il place plusieurs de ses lampes. Ce système est employé avec succès pour éclairer la salle des Messageries de grande vitesse de la compagnie P.-L.-M. On l'essaye en ce moment sur la place du Carrousel. (*A suivre.*)

PROJECTION DU FOYER DU PRISME;

PAR M. A. CROVA.

1. On sait qu'un pinceau lumineux émanant d'un point situé à une distance déterminée d'un prisme donne, après réfraction, une image virtuelle de ce point située à une distance généralement différente de celle du point et donnée par la formule [1]

$$x = d\,\frac{\cos^2 i' \cos^2 r}{\cos^2 r' \cos^2 i},$$

---

[1] JAMIN et BOUTY, *Physique*, 3e édition, t. III, 2e fascicule, p. 83.

et qui ne lui est égale que dans le cas de la déviation minimum. Dans ce cas, le prisme n'introduit aucune aberration dans l'image monochromatique d'un objet quelconque placé au foyer principal de la lentille du collimateur. Il est commode de faire usage, pour ces vérifications, d'une lamelle de glace mince argentée sur laquelle on a tracé, au moyen d'un style très aigu qui enlève la couche d'argent, deux traits rectangulaires dans les angles desquels se trouvent aussi des lignes très fines, de formes diverses, formées de traits parallèles, perpendiculaires ou obliques aux précédents, et de caractères de formes variées. On dispose cette lame à la place de la fente, et on l'éclaire avec la flamme du sodium, à laquelle on donne une intensité assez faible pour qu'elle ne produise pas un élargissement des raies et une diffusion qui nuirait à leur netteté. Si l'on oriente la lame de manière que les traits principaux soient, l'un parallèle, l'autre perpendiculaire à la section principale du prisme dispersif, on obtiendra une image très nette, dans toute son étendue, des lignes tracées sur la lame, celles qui sont contenues dans la section principale étant simples, et les autres d'autant plus nettement dédoublées que leur direction est plus voisine de la perpendiculaire à la section principale. Pour peu que l'on déplace le prisme de la position du minimum, l'une des images, celle du trait perpendiculaire à la section principale, devient vague, et son dédoublement n'est plus net, tandis que le trait horizontal conserve sa netteté dans toutes les positions du prisme. Pour obtenir les deux raies verticales avec toute leur netteté, il faut faire varier le tirage de la lunette dans le sens indiqué par la discussion de la formule donnée précédemment.

Dans ce cas, le prisme agit, indépendamment de la déviation et de la dispersion qu'il imprime au faisceau lumineux, comme une lentille cylindrique convergente ou divergente (selon le sens dans lequel le prisme a été écarté du minimum), et dont l'axe est parallèle à l'arête réfringente; il est affecté d'une aberration cylindrique ou d'un *astigmatisme,* que l'on pourrait corriger exactement en lui superposant une lentille cylindrique dont l'axe est parallèle à son arête, divergente si l'aberration prismatique agit à la manière d'une lentille cylindrique convergente et réciproquement, et dont le rayon pourra être calculé facilement en partant de la formule précédente.

2. On peut montrer facilement par projection la variation avec l'incidence de la distance focale d'un prisme simple dans le plan d'incidence, tandis qu'aucune action de ce genre ne se produit dans le plan perpendiculaire.

Je prends pour source de lumière un bâton massif de verre à base de soude mis à la place de la chaux dans la lampe oxyhydrique ; je place sur le tube de la lanterne de projection un disque de verre noirci sur lequel on a placé deux traits rectangulaires, l'un vertical, l'autre horizontal, et je projette leur image en vraie grandeur ou légèrement amplifiée au moyen d'une lentille convergente. Un prisme à arêtes verticales placé derrière la lentille reçoit le faisceau réfracté et projette sur un écran l'image prismatique du réticule.

Le prisme étant au minimum, on obtient sur l'écran une image jaune dans laquelle les deux traits en croix sont très nets et d'égale longueur, et des bandes colorées dues aux rayons de réfrangibilités différentes.

On fait tourner le prisme de manière à augmenter l'incidence : la déviation augmente ; le trait horizontal conserve sa netteté et s'allonge, tandis que le trait vertical devient confus ; il faut éloigner l'écran pour en obtenir une image nette, mais alors le trait horizontal devient confus.

Si l'on rend l'angle d'incidence inférieur à celui qui correspond au minimum, le trait horizontal reste net et se raccourcit, tandis que le trait vertical devient confus ; il faut rapprocher l'écran pour le mettre au point, mais le trait horizontal devient confus.

On peut varier l'expérience en substituant aux deux traits rectangulaires des circonférences concentriques ou d'autres figures tracées sur des lames de verre noircies. Les effets sont très variés, mais se produisent toujours dans le sens de la théorie.

SUR UN PHÉNOMÈNE D'OPTIQUE PHYSIOLOGIQUE;

PAR MM. J. MACÉ DE LÉPINAY ET W. NICATI.

A la suite d'une excursion dans les montagnes, pendant laquelle l'un de nous était resté cinq heures au milieu de vastes champs de neige, en plein soleil (sortie de la neige à $11^h 30^m$ du matin),

il observa qu'à son retour en ville ($7^h 30^m$ du soir) toutes les lumières artificielles, bougies, lampes à huile, lui paraissaient fortement colorées en vert. Le phénomène persista jusqu'à 11^h du soir, et fut observé simultanément par M. Stéphan, directeur de l'Observatoire de Marseille. C'est là un cas de daltonisme momentané pour le rouge, dû à ce que la fatigue de la rétine pour le rouge persiste beaucoup plus longtemps que la fatigue de l'œil pour toutes les autres couleurs.

Cette persistance de la fatigue pour le rouge peut être vérifiée d'ailleurs par une expérience très simple. On se munit de trois verres colorés, rouge, vert et bleu, tels que, pour un éclairage moyen, ils ramènent l'acuité visuelle à la même valeur, ou très sensiblement. Si l'on se place alors à quelques mètres en avant d'un tableau destiné à la mesure de l'acuité visuelle (tableau blanc recouvert de caractères d'imprimerie de diverses grandeurs), et si l'on vient à fermer presque complètement les volets de la chambre, on observe tout d'abord que le verre bleu permet encore de distinguer assez nettement les caractères de moyenne grandeur, tandis qu'avec le verre rouge, au premier abord, l'acuité visuelle est réduite dans des proportions telles qu'on ne distingue même plus le tableau qui porte les caractères. Mais, si l'on maintient l'obscurité, tandis qu'avec le verre bleu l'acuité visuelle n'augmente pas sensiblement avec le temps, on commence bientôt, avec le verre rouge, à distinguer d'abord le tableau, puis les plus gros caractères. L'acuité visuelle augmente donc pour le rouge, rapidement d'abord, puis plus lentement pendant plus d'une demi-heure, pour devenir ensuite sensiblement stationnaire. Le verre vert donne des résultats intermédiaires entre les deux autres. Cette expérience est frappante et facile à répéter.

Il est important de remarquer que, dans tous les cas, même au bout d'une heure et demie, l'acuité visuelle avec le verre rouge reste notablement inférieure à celle qu'on obtient à travers le verre bleu : la persistance, plus grande pour le rouge que pour le bleu, de la fatigue de la rétine est donc insuffisante pour expliquer le phénomène de Purkinje [1].

---

[1] *Voir*, au sujet de ce phénomène, Helmholtz, *Optique physiologique*, p. 318.

PROF. TAIT. — Note on thermal conductivity and on the effects of temperature-changes of specific heat and conductivity on the propagation of plane heat-waves. (Note sur la conductibilité thermique et sur l'effet produit, sur la propagation des ondes calorifiques planes, par les variations de la chaleur spécifique et de la conductibilité résultant de la température); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XII, p. 147; 1881.

L'observation de l'état variable des températures, qui a été employée par les expérimentateurs les plus habiles pour la détermination des coefficients de conductibilité calorifique, fournit seulement la valeur du rapport $\frac{k}{c}$ du coefficient de conductibilité à la chaleur spécifique de la substance étudiée. On admet presque toujours, dans les recherches théoriques ou expérimentales, que les variations bien connues de c avec la température n'affectent pas d'une manière appréciable la valeur de k, et d'autre part on veut déduire la loi de la variation k de celle du rapport $\frac{k}{c}$. Cette méthode n'est pas légitime.

D'expériences faites en 1868 par M. Nichol, M. Tait conclut en effet que la chaleur spécifique du fer *augmente* de $\frac{1}{700}$ environ par degré de température entre 0° et 300° C. Or les expériences de Forbes, réalisées par une méthode de températures variables, indiquent que le rapport $\frac{k}{c}$ pour le fer *diminue* environ de $\frac{1}{550}$ par degré entre 0° et 200° C., et par suite la variation de la chaleur spécifique ne saurait être négligée dans ce cas, quand on veut mesurer celle de la conductibilité, puisque cette dernière est au plus de $\frac{1}{2500}$ par degré d'après la comparaison des résultats de M. Nichol et de Forbes.

Pour les métaux autres que le fer, la chaleur spécifique varie moins, il est vrai, mais il en est de même du rapport $\frac{k}{c}$. En somme, on ne saurait affirmer d'une manière absolue qu'il y ait un seul métal pour lequel la conductibilité calorifique diminue quand la température s'élève; par suite, l'analogie longtemps cherchée entre

(421 de la traduction), et Macé et Nicati, *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 33.

les conductibilités électrique et thermique est encore bien loin d'être démontrée.

M. Tait termine sa Note en indiquant comment les formules employées par Angström dans ses recherches sur la conductibilité doivent être modifiées pour tenir compte de la variation de la chaleur spécifique, en supposant que les variations de c et de k peuvent être représentées par les formules

$$c = c_0(1 + \alpha t), \quad k = k_0(1 - \beta t),$$

α et β dans lesquelles sont des constantes très petites. E. Bouty.

G. KIRCHHOFF ET G. HANSEMANN. — Ueber die Leitungsfähigkeit des Eisens für die Wärme (Sur la conductibilité calorifique du fer); *Ann. der Physik und Chemie,* t. IX, p. 1; 1880.

Ueber die Leitungsfähigkeit der Metalle für Wärme und Electricität (Sur la conductibilité des métaux pour la chaleur et l'électricité); *ibid.,* t. XIII, p. 506; 1881.

Dans le premier de ces deux Mémoires, les auteurs développent la méthode qu'ils ont employée pour mesurer les conductibilités calorifiques des métaux et publient les résultats obtenus avec le fer. Dans le second, ils étendent leurs recherches à un certain nombre de métaux; ils indiquent un procédé pour mesurer la conductibilité électrique sur les échantillons même qui ont servi à la mesure des conductibilités calorifiques; enfin ils comparent les nombres qu'ils ont obtenus pour les deux sortes de conductibilité.

I. *Mesure des conductibilités calorifiques.* — Les anciennes méthodes, fondées sur l'observation de l'état stationnaire, faisaient dépendre la mesure de la conductibilité de celle d'un élément assez mal défini, à savoir le coefficient de conductibilité extérieure. Les méthodes récentes, où l'on observe pendant la période variable des températures, éliminent en grande partie l'influence de cet élément, que MM. Kirchhoff et Hansemann cherchent à exclure tout à fait de leurs déterminations : ils parviennent, en effet, à déduire le coefficient de conductibilité interne de mesures qui ne dépen-

dent du coefficient de conductibilité externe que par un terme correctif tout à fait négligeable dans la pratique. Voici la disposition de leurs expériences :

1. Un cube de fer de 14^{cm} de côté est, à l'origine des observations, à une température constante en tous ses points. Sa face antérieure A, verticale, est fixée par de la cire dans une ouverture très peu plus grande, pratiquée dans un écran en zinc, qui forme la partie antérieure d'une boîte métallique où le cube est enfermé. Il y est soutenu par quatre supports de bois pointus.

A un moment donné, la face A du cube se trouve brusquement soumise au jet normal d'une sorte de pomme d'arrosoir qui l'inonde, pendant toute la durée des observations, d'une quantité considérable d'eau sans cesse renouvelée et à une température fixe supérieure ou inférieure de quelques degrés seulement à la température initiale du cube. Des sondes thermo-électriques plongent par des trous cylindriques pratiqués dans la face supérieure du cube et aboutissent en divers points de la moitié antérieure de la normale élevée au centre de la face A inondée. Elles servent à mesurer les températures variables, de l'observation desquelles MM. Kirchhoff et Hansemann font dépendre la détermination du coefficient de conductibilité.

2. Dans les conditions particulières de ces expériences, dont la durée ne dépasse pas 175 secondes, il est clair que les températures variables diffèrent extrêmement peu de celles qui se produiraient si l'on substituait au cube un mur indéfini de même épaisseur, c'est-à-dire que la propagation de la chaleur dans la région du cube où sont placées les sondes est presque rigoureusement normale à la partie inondée. Désignons par u l'excès de la température variable sur la température initiale, par h le rapport de la conductibilité extérieure du fer à sa conductibilité intérieure, et développons u en série suivant les puissances de h; on pourra, d'après l'observation précédente, arrêter le développement au terme du premier degré en h,

$$u = U_0 + hU_1. \tag{1}$$

Le terme U_0 correspond à la propagation de la chaleur effec-

tuée normalement à la face A du cube. Les auteurs étudient d'abord ce terme et montrent qu'avec la dimension attribuée à leur cube U_0 ne diffère pas d'une quantité appréciable de ce qu'il deviendrait si, laissant en place les sondes thermo-électriques, on reculait la face postérieure du cube jusqu'à l'infini. Supposons, pour plus de simplicité, que la température de l'eau est supérieure de 1° à la température initiale du cube. Les conditions auxquelles U_0 doit satisfaire sont : 1° de vérifier l'équation différentielle de la propagation normale de la chaleur

$$c\frac{dU_0}{dt} = k\frac{d^2U_0}{dz^2},$$

dans laquelle c représente la chaleur spécifique de l'unité de volume, k le coefficient de conductibilité intérieure; 2° de se réduire à o pour $t = 0$; 3° de prendre la valeur 1 pour $z = 0$ et la valeur o pour $z = \infty$. Toutes ces conditions sont remplies en définissant la fonction $U(x)$ par la relation

$$U(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_x^\infty e^{-x^2}dx,$$

et posant

$$U_0 = U\left(\frac{z}{2\sqrt{\frac{k}{c}t}}\right). \tag{2}$$

En ce qui concerne le terme hU_1, relatif à l'influence des parois, MM. Kirchhoff et Hansemann en déterminent la forme en remarquant que U_1 doit vérifier l'équation générale de la propagation de la chaleur

$$c\frac{dU_1}{dt} = k\left(\frac{d^2U_1}{dx^2} + \frac{d^2U_1}{dy^2} + \frac{d^2U_1}{dz^2}\right)$$

et que l'on doit avoir de plus

$$\text{pour } t = 0 \ldots\ldots\ldots\ldots \quad U_1 = 0;$$

$$\text{pour } x = 0 \ldots\ldots \frac{dU_1}{dx} = U_0; \qquad \text{pour } x = l \ldots\ldots \frac{dU_1}{dx} = -U_0;$$

$$\text{pour } y = 0 \ldots\ldots \frac{dU_1}{dy} = U_0; \qquad \text{pour } y = l \ldots\ldots \frac{dU_1}{dy} = -U_0;$$

$$\text{pour } z = 0 \ldots\ldots U_1 = 0; \qquad \text{pour } z = l \ldots\ldots \frac{dU_1}{dz} = -U_0.$$

Ils calculent ensuite les valeurs numériques de U_1 pour les positions attribuées à leurs sondes thermo-électriques et pour la plus grande valeur de t employée dans leurs expériences. Ces valeurs ne sont pas, il est vrai, très petites; mais le coefficient h, par lequel il faut les multiplier, est excessivement faible, de sorte que le produit hU_1 est négligeable. Les auteurs ont déterminé h par une expérience spéciale, consistant à porter le cube tout entier à une température supérieure à celle de l'enceinte où il est placé et à observer la loi des températures variables au centre du cube.

On aurait donc pratiquement

$$u = U\left(\frac{z}{2\sqrt{\frac{k}{c}t}}\right) \tag{3}$$

s'il était possible de déterminer directement la température aux points du cube que l'on considère; mais, en réalité, il a fallu interrompre la continuité du métal par des ouvertures cylindriques pleines de mercure, où plongent les sondes thermo-électriques. Les auteurs établissent que la forme de fonction représentée par l'équation (3) convient encore dans ce cas, eu égard à la faible section des cylindres.

Une complication nouvelle provient de ce que la conductibilité k et la chaleur spécifique c ne peuvent être considérées comme des constantes. Ce sont des quantités variant lentement avec la température, et qu'on peut représenter par les formules

$$k = k_0 + k_1 u,$$
$$c = c_0 + c_1 u,$$

dans lesquelles k_1, c_1 sont des constantes très petites par rapport à k_0 et c_0. En substituant à k et c leurs valeurs, dans l'équation différentielle de la propagation de la chaleur et en négligeant des infiniment petits d'ordre supérieur, MM. Kirchhoff et Hansemann déterminent la forme des termes correctifs, d'ailleurs très petits, qu'il faut ajouter à la valeur de u donnée par l'équation (3).

3. Il reste à mesurer la température variable u, à l'aide des éléments thermo-électriques disposés à cet effet. Ils consistent en

couples cuivre-fer dont la deuxième soudure est maintenue à une température u_0 invariable dans une caisse remplie de ouate et protégée par une double enveloppe pleine d'eau. Leur force électromotrice est donnée par la formule connue d'Avenarius

$$(4) \qquad E = a(u - u_0)[1 + b(u + u_0)].$$

Des expériences préliminaires ont dû être exécutées pour déterminer les valeurs de a et b pour chacun des éléments employés.

Pour faire une mesure, on intercale un galvanomètre de Siemens, à aiguille astatique et à miroir dans le circuit de l'un des éléments. On observe les déviations de l'aiguille sans attendre qu'elle prenne une position d'équilibre et l'on inscrit, à l'aide d'un chronographe, les temps correspondant à chaque lecture. Soit W la résistance totale du circuit, l'équation différentielle du mouvement de l'aiguille est, en tenant compte de l'induction et de la torsion du fil de suspension,

$$(5) \qquad \alpha^2 \frac{d^2 s}{dt^2} + 2\beta \frac{ds}{dt} + s = \frac{\gamma E}{W},$$

dans laquelle α, β et γ sont des constantes à déterminer par des observations préliminaires convenables. On pourra, par exemple, déduire α et β de l'observation des oscillations de l'aiguille en circuit ouvert, γ de la position d'équilibre de l'aiguille correspondant à une force électromotrice E connue (¹).

Dans les conditions des expériences, α et β sont des quantités très petites, et il suffit de connaître les facteurs $\frac{d^2 s}{dt^2}$ et $\frac{ds}{dt}$ avec une approximation médiocre. On les déterminera par interpolation à l'aide d'un groupe de valeurs de s et des valeurs correspondantes de t. Cela posé, l'équation (5) permet de calculer pour l'instant de chaque observation la valeur de E, et celle-ci, portée dans l'équation (4), fournit la valeur de u correspondante. La formule (3), corrigée pour la variabilité de c et de k, fournit alors la valeur du rapport $\frac{k}{c}$.

(¹) Pour ne pas trop compliquer, nous négligeons à dessein d'indiquer les calculs et les expériences auxquels se livrent les auteurs pour tenir compte du résidu élastique du fil et de la variation du méridien magnétique pendant les observations.

4. Nous poserons

$$\frac{k}{c} = a = a_{15} + a_1(\theta - 15).$$

a_{15} est la valeur du rapport $\frac{k}{c}$ pour la température de 15°, a_1 sa variation moyenne pour une élévation moyenne de 1°. MM. Kirchhoff et Hansemann prennent pour unités fondamentales le millimètre, le milligramme et la seconde, et trouvent ainsi, pour les divers métaux sur lesquels ils ont expérimenté :

Métal.	a_{15}.	a_1.
Fer I (1).....	16,94	— 0,034
Fer II (2).....	11,48	— 0,019
Fer III (3).....	16,37	— 0,027
Plomb (4).....	23,99	— 0,064
Étain (5).....	38,60	— 0,105
Zinc (6).....	40,49	0,000
Cuivre (7).....	50,95	+ 0,029

II. *Mesure des conductibilités électriques.* — Pour procéder à la mesure des conductibilités électriques, MM. Kirchhoff et Hansemann ont découpé dans la masse des cubes qui avaient servi aux expériences précédentes des prismes à base carrée de longueur égale à celle d'une arête du cube et de 3^{mm} à 5^{mm} de côté. On déterminait avec le plus grand soin leur longueur, leur poids et leur poids spécifique, et on en déduisait leur section.

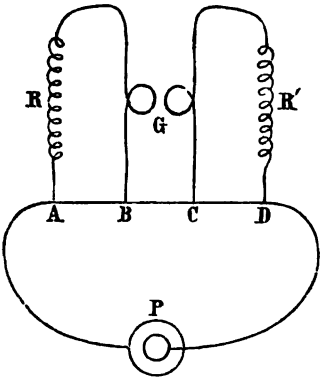
La méthode employée pour mesurer la conductibilité de ces prismes a été indiquée par M. Kirchhoff (8) en 1880. Voici en quoi elle consiste : la barre AB (*fig.* 1), dont on veut mesurer la conductibilité, est introduite avec un étalon de résistance CD dans le circuit d'une pile constante P. Des dérivations ARGB, DR'GC, greffées, l'une sur la barre, l'autre sur l'étalon, comprennent des

(1) Acier puddlé de Dortmund, contenant 0,129 pour 100 de charbon et 0,080 pour 100 de silicium. — (2) Acier Bessemer de Dortmund, 0,519 pour 100 de charbon, 0,343 pour 100 de silicium. — (3) Acier puddlé de Dortmund, 0,254 pour 100 de charbon, 0,877 pour 100 de silicium. — (4) Plomb doux de Clausthaler. — (5) Étain anglais de Banca. — (6) Zinc W. H. de Giesche's Erben. — (7) Cuivre phosphoré de la fonderie Heckmann, de Berlin.

(8) Kirchhoff, *Berl. Ber.*, p. 601; 1880.

résistances totales R, R′, que l'on peut faire varier de quantités connues, et aboutissent chacune à l'un des fils d'un galvanomètre différentiel G. On règle la résistance de l'une des dérivations, soit

Fig. 1.



ARGB, de manière à amener l'aiguille du galvanomètre au zéro; puis on fait varier la résistance de CGR′D d'une quantité connue, par exemple, en y ajoutant une unité Siemens, et on ramène l'aiguille du galvanomètre différentiel au zéro par une addition convenable r de résistance dans ARGB. Je dis que le rapport r des deux résistances ajoutées est égal au rapport des résistances x de la barre et ρ de l'étalon.

En effet, quand l'aiguille est au zéro, les deux branches du galvanomètre différentiel sont parcourues en sens contraire par des courants d'égale intensité i, et, comme le courant a une même intensité I en PA et en DP, qu'il se partage aux points A et D entre le circuit principal et les circuits dérivés, de telle sorte que l'on ait

$$I = i + i_1 = i + i_2,$$

l'intensité i_1 en AB est égale à l'intensité i_2 en CD. D'autre part, l'application de la loi de Kirchhoff aux circuits ABGR, CDR′G donne

$$i_1 x = iR,$$
$$i_1 \rho = iR',$$

d'où

$$\frac{x}{\rho} = \frac{R}{R'}.$$

Quand on a rétabli l'équilibre du galvanomètre par l'addition des résistances r et 1, on a de même

$$\frac{x}{\rho} = \frac{R + r}{R' + 1} = r.$$

La barre prismatique, ainsi que l'étalon (formé d'un fil de cuivre de 9^m de longueur et de 1^{mm}, 3 de diamètre, enroulé en spirale double), était supportée, à l'intérieur d'un bain de pétrole, par des ressorts métalliques isolés appartenant les uns au circuit principal, les autres aux dérivations. On portait le bain de pétrole à une température déterminée, soit, par exemple, de 35°, puis on laissait refroidir le bain très lentement, en ayant soin de l'agiter, et l'on répétait la mesure de résistance pour une série de températures décroissantes. Des dispositions particulières, que nous ne décrirons pas, rendaient les mesures assez rapides pour que l'on pût négliger la variation de résistance pendant la durée d'une observation.

Ces expériences ont été répétées pour une série de barres taillées dans diverses parties des cubes employés à la mesure des conductibilités électriques; malheureusement les nombres obtenus pour les diverses barres extraites d'un même cube, et même pour une barre unique dont on diminue progressivement la longueur, ne présentent qu'un accord médiocre. Par exemple, pour le cuivre, les conductibilités électriques mesurées ont varié de 25 pour 100 de leur valeur, ce qui traduit un manque d'homogénéité regrettable et enlève beaucoup de leur poids aux conclusions que les auteurs tirent de leur travail. Le Tableau suivant résume les expériences : χ_{15} est la conductibilité électrique évaluée en unités Siemens; μ_{15} la densité; c_{15} la chaleur spécifique, qui malheureusement n'a pas été déterminée d'une manière directe sur les échantillons ayant servi aux expériences, mais empruntée aux travaux de Bède (¹); k_{15} la conductibilité calorifique, enfin $\frac{k_{15}}{\chi_{15}}$ le rapport des deux conductibilités; le tout pour la température de 15°.

(¹) Bède, *Fortschritte der Physik*, p. 379; 1855. Le Mémoire original est dans les *Mémoires couronnés de l'Académie de Belgique*, t. XXVII.

Métal.	χ_{15}	μ_{15}.	C_{15}.	k_{15}.	$\frac{k_{15}}{\chi_{15}}$.
Fer I.....	6,803	7,789	0,1074	14,18	2,08
Fer II.....	4,060	7,818	»	9,64	2,37
Fer III.....	6,569	7,821	»	13,75	2,09
Plomb.....	4,569	11,320	0,0292	7,93	1,74
Étain.....	8,823	7,306	0,0513	14,46	1,64
Zinc.....	14,83	7,158	0,0878	25,45	1,72
Cuivre.....	24,04	8,887	0,0917	41,52	1,73

Les nombres de la dernière colonne présentent une valeur sensiblement constante, sauf pour le fer. Les auteurs croient pouvoir en conclure que, à l'exception de ce dernier métal, la proportionnalité entre les conductibilités électriques et calorifiques, indiquée par Forbes et par MM. Wiedemann et Franz, est vérifiée.

Les lecteurs de ce Journal savent que, à la suite d'expériences très soignées, M. H.-F. Weber (¹) est arrivé à une conclusion très différente. Dans une addition à leur Mémoire, MM. Kirchhoff et Hansemann rapprochent les résultats qu'ils ont obtenus, pour le zinc et le plomb, de ceux de M. Weber pour les mêmes métaux. Pour cette comparaison, ils expriment leurs observations en unités absolues, en adoptant pour la conductibilité du mercure le nombre $1,047.10^{-5}$, indiqué par M. Weber, et prennent pour unités fondamentales le centimètre, le gramme et la seconde : les conductibilités électriques χ se trouvent ainsi multipliées par $1,047.10^{-5}$ et les conductibilités calorifiques k (évaluées dans les Tableaux qui précèdent en millimètres, milligrammes, secondes) se trouvent divisées par 100.

	Zinc.		Plomb.	
	Weber.	Kirchhoff.	Weber.	Kirchhoff.
C_0.....	0,662	0,657	0,340	0,342
k_0.....	0,3056	0,2662	0,0719	0,0853
X_0.....	$17,43.10^{-5}$	$16,41.10^{-5}$	$5,351.10^{-5}$	$5,082.10^{-5}$
$\frac{k_0}{\chi_0}$.....	$0,1753.10^{4}$	$0,1622.10^{4}$	$0,1345.10^{4}$	$0,1678.10^{4}$

Les rapports $\frac{k_0}{\chi_0}$, notablement différents pour le zinc et le plomb,

(¹) H.-F. Weber, *Archives de Genève*, t. IV, p. 107; 1880 (analysé dans le *Journal de Physique*, t. X, p. 182).

d'après M. Weber [1], sont identiques, d'après MM. Kirchhoff et Hansemann. En présence d'un désaccord aussi grave, on doit désirer que de nouvelles recherches soient entreprises, et que les physiciens qui y consacreront leur temps et leurs efforts se préoccupent avant tout de se procurer des échantillons d'une grande homogénéité physique. Les défauts constatés à cet égard par MM. Kirchhoff et Hansemann eux-mêmes sur la matière qu'ils ont employée ont en grande partie détruit, au point de vue des résultats, le bénéfice des méthodes si précises et si élégantes qu'ils avaient imaginées. E. Bouty.

L. LORENZ. — Ueber das Leitungsvermögen der Metalle für Wärme und Electricität (Sur la conductibilité des métaux pour la chaleur et l'électricité); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XIII, p. 422 et 582; 1881.

M. Lorenz détermine la conductibilité électrique des divers métaux par la méthode qu'il a employée pour fixer la conductibilité absolue du mercure, et qui est déjà connue des lecteurs de ce Journal [2]. Il mesure la conductibilité calorifique des mêmes échantillons par deux procédés différents, dont l'un est entièrement original, tandis que l'autre n'est qu'un perfectionnement de la méthode connue de Forbes.

1. La première méthode de M. Lorenz pour la mesure des conductibilités calorifiques est susceptible d'une exposition élémentaire très simple. « Considérons une barre cylindrique étroite que l'on échauffe par l'une de ses extrémités, et désignons par u_x l'excès, sur la température ambiante, de la température d'une section quelconque de la barre située à la distance x de l'origine. u_0, u_l, ..., u_{nl} seront les températures en $n+1$ points de la barre situés à la dis-

---

[1] $\frac{1753}{1345} = 1,303$; $\frac{1622}{1678} = 0,967$.

[2] Lorenz, *Der elektrische Leitungswiderstand in absolutem Maass* (*Pogg. Annalen*, t. CXLIX, p. 251; 1873). Ce Mémoire a été analysé par M. Potier dans le *Journal de Physique*, t. II, p. 424; 1873.

tance l les uns des autres. La partie du cylindre comprise entre $x = \frac{l}{2}$ et $x = \left(n - \frac{1}{2}\right) l$ reçoit dans l'unité de temps, par l'une de ses extrémités, une quantité de chaleur $\frac{kq(u_0 - u_l)}{l}$, en désignant par k le coefficient de conductibilité et par q la section. A l'autre extrémité, elle perd $\frac{kq(u_{(n-1)l} - u_{nl})}{l}$. Posons

$$u_0 - u_l - u_{(n-1)l} + u_{nl} = \Delta :$$

la portion considérée de la barre reçoit dans l'unité de temps une quantité de chaleur $\frac{kq\Delta}{l}$, en partie employée à échauffer le cylindre, en partie perdue par la surface en contact avec l'atmosphère.

» La partie considérée du cylindre de longueur $(n-1)l$ peut être divisée par la pensée en $n-1$ parties de longueur l, dont chacune exige, pour s'échauffer de 1°, $c\delta ql$ unités de chaleur, en désignant par c la chaleur spécifique et par δ le poids spécifique; d'ailleurs les échauffements au milieu de chacune des parties de la barre sont

$$\frac{du_l}{dt}, \quad \frac{du_{2l}}{dt}, \quad \ldots, \quad \frac{du_{(n-1)l}}{dt}.$$

Si l'on pose

$$u_l + u_{2l} + \ldots + u_{(n-1)l} = \Sigma,$$

la chaleur absorbée dans l'unité de temps par l'échauffement de la barre est

$$c\delta ql\frac{d\Sigma}{dt}.$$

» Quant à la chaleur perdue par la surface, c'est une fonction de la température qui peut être considérée approximativement comme une fonction de la température moyenne $\frac{\Sigma}{n-1}$, pourvu que les températures ne diffèrent pas trop d'un point à l'autre de la barre.

» Nous avons donc l'équation

$$(1) \qquad \frac{kq}{l}\Delta = c\delta ql\frac{d\Sigma}{dt} + f(\Sigma).$$

Si donc on échauffe la barre par l'une de ses extrémités, qu'on

suive, à l'aide d'éléments thermo-électriques convenablement disposés, les variations de Δ et de Σ, et qu'on arrête ensuite l'échauffement, la différence Δ prend rapidement une valeur très faible Δ', et Σ repasse en sens contraire par les mêmes valeurs que dans la période d'échauffement. On a, pour cette seconde période, l'équation

$$(2) \qquad \frac{kq\Delta'}{l} = c\delta ql\frac{d\Sigma'}{dt} + f(\Sigma').$$

En retranchant (1) de (2) pour $\Sigma = \Sigma'$, on obtient

$$(2) \qquad \frac{kq}{l}(\Delta - \Delta') = c\delta ql\left(\frac{d\Sigma}{dt} - \frac{d\Sigma'}{dt}\right).$$

Une seule série d'observations réalisées par cette méthode donnera donc une série de valeurs de $\frac{c\delta l^2}{k}$. »

M. Lorenz établit que l'application des formules générales de la conductibilité justifie cette théorie élémentaire, en introduisant toutefois un terme correctif que les observations de Σ et de Δ permettent de calculer, et qui est tout à fait négligeable pour les métaux bons conducteurs. L'antimoine et le bismuth seuls, parmi les métaux étudiés par l'auteur, ont exigé l'emploi de ce terme correctif, dont la valeur est de environ 5 pour 100 pour le premier, et 10 pour 100 pour le second.

Les cylindres employés avaient 30^{cm} de long et $1^{cm},5$ de diamètre. Ils présentaient neuf trous de $0^{mm},4$ de diamètre, placés à 2^{cm} les uns des autres, et destinés à recevoir des sondes thermo-électriques cuivre-maillechort, bien isolées de la barre. Les trous 0 et 1 contenaient les deux soudures d'un même élément; il en était de même de 7 et 8. Ces deux éléments étaient opposés, dans un même circuit, de manière à donner directement la différence Δ. De plus, les trous 2, 3, 4, 5, 6 et deux trous supplémentaires 1', 7', placés sur la même section que 1 et 7, recevaient toutes les soudures impaires d'une pile thermo-électrique de huit éléments disposés en série : toutes les soudures paires étaient maintenues à la température du milieu ambiant, et la mesure de la force électromotrice de cette pile donnait directement la somme Σ. On en déduisait les quantités $\frac{d\Sigma}{dt}$, nécessaires pour le calcul de $\frac{c\delta}{k}$, en obser-

vant les valeurs de Σ à des intervalles rapprochés et équidistants, et à l'aide d'une formule d'interpolation.

Les mesures des forces électromotrices se faisaient par opposition, à l'aide d'un galvanomètre de Wiedemann et de dérivations prises sur le circuit d'un élément Daniell. Les poids spécifiques δ et les chaleurs spécifiques c étaient déterminés directement sur les échantillons destinés aux mesures.

2. La méthode de Forbes, employée en second lieu par M. Lorenz, consiste à observer les températures stationnaires d'une barre échauffée par l'une de ses extrémités, et à déterminer ensuite la loi du refroidissement de la même barre, portée dans toute sa masse à une température uniforme, supérieure à celle du milieu ambiant. Pour calculer la quantité de chaleur perdue par la surface de la barre, on suppose habituellement la loi de Newton exacte, et l'on pose

$$-\frac{du}{dt} = hu.$$

On a proposé récemment de remplacer hu par $hu(1+\beta u)$, et M. Oberbeck [1], en particulier, a cherché à établir théoriquement la formule ainsi modifiée. M. Lorenz propose encore une nouvelle formule. Il attribue la part principale du refroidissement par l'air à la convection, et il démontre, à la faveur d'hypothèses plausibles, que la perte de chaleur, dans le cas de faibles différences de température, doit être proportionnelle à $hu\left(1+\beta u^{\frac{1}{4}}\right)$, h et β étant deux constantes. Ses expériences sont en parfait accord avec cette formule.

3. Le Tableau suivant résume les résultats obtenus par M. Lorenz. k désigne le coefficient de conductibilité calorifique, χ le coefficient de conductibilité électrique.

Métal.	k_0.	k_{100}.	$\chi_0 \cdot 10^5$.	$\chi_{100} \cdot 10^5$.	$\frac{k_0}{\chi_0}$.	$\frac{k_{100}}{\chi_{100}} : \frac{k_0}{\chi_0}$.
Cuivre.....	0,7198	0,7226	45,74	33,82	1574	1,358
Magnésium.....	0,3760	0,3760	24,47	17,50	1537	1,398

[1] Oberbeck, *Ann. der Physik*, t. VII, p. 271; 1879.

Métal.	k_0.	k_{100}.	$\chi_0 \cdot 10^6$.	$\chi_{100} \cdot 10^6$.	$\frac{k_0}{\chi_0}$.	$\frac{k_{100}}{\chi_{100}} : \frac{k_0}{\chi_0}$.
Aluminium.....	0,3435	0,3619	22,46	17,31	1529	1,367
Laiton (rouge)..	0,2460	0,2827	15,75	13,31	1562	1,360
Cadmium.....	0,2200	0,2045	14,41	10,18	1527	1,315
Laiton (jaune)...	0,2041	0,2540	12,62	11,00	1617	1,428
Fer.....	0,1665	0,1627	10,37	6,628	1605	1,530
Étain.....	0,1528	0,1423	9.346	6,524	1635	1,334
Plomb.....	0,0836	0,0764	5,141	3,602	1627	1,304
Maillechort.....	0,0700	0,0887	3,766	3,632	1858	1,314
Antimoine.....	0,0442	0,0396	2,199	1,522	2011	1,294
Bismuth.....	0,0177	0,0164	0,929	0,630	1900	1,372

Les conductibilités calorifiques inscrites dans ce Tableau sont celles qui ont été fournies par la première méthode; la seconde a été employée surtout à titre de vérification et a fourni des résultats très voisins des précédents. Tous les nombres sont exprimés en unités absolues, en prenant comme unités fondamentales le centimètre, le gramme et la seconde.

De l'examen du Tableau de M. Lorenz résulteraient les conclusions suivantes :

1° La variation du coefficient de conductibilité calorifique avec la température est en général très faible, sauf pour les alliages. Ce coefficient croît avec la température pour le cuivre, l'aluminium, le laiton et le maillechort, décroît pour le cadmium, l'étain, le plomb et l'antimoine, et demeure sensiblement constant pour le magnésium;

2° L'ordre des conductibilités calorifiques décroissantes à 0° est aussi l'ordre des conductibilités électriques décroissantes à la même température;

3° Le rapport des coefficients de conductibilité calorifique et électrique à zéro est un nombre sensiblement constant pour les corps les plus conducteurs (cuivre, magnésium, aluminium, laiton, cadmium), que ce soient des corps simples ou des alliages. Ce rapport augmente, en général, quand la conductibilité diminue. On sait que pour les corps mauvais conducteurs de l'électricité ce rapport est beaucoup plus grand que pour les métaux.

4° Le rapport $\frac{k_{100}}{\chi_{100}} : \frac{k_0}{\chi_0}$ est sensiblement constant pour tous les corps compris dans le Tableau, à l'exception du fer. Sa valeur

moyenne est 1,349 (ou, en y ajoutant le fer, 1,370), nombre identique au rapport des températures absolues, correspondant à 0° et à 100° C. M. Lorenz pense que c'est là une loi naturelle que l'on peut écrire d'une façon tout à fait générale

$$\frac{k}{\chi} = CT,$$

T désignant la température absolue et C une constante.

La loi de M. Lorenz confirme l'observation de M. Mathiessen, d'après laquelle la résistance électrique des métaux purs augmente de 0° à 100°, dans un rapport sensiblement constant, auquel M. Mathiessen assigne pour valeur moyenne 1,414; en effet, la variation de la conductibilité calorifique k de ces corps entre 0° et 100° est négligeable, d'après les observations de M. Lorenz, et le rapport $\frac{k_{100}}{\chi_{100}} : \frac{k_0}{\chi_0}$ est, par suite, physiquement égal à $\frac{\chi_0}{\chi_{100}}$. La valeur 1,414, assignée par M. Mathiessen à ce rapport, ne diffère que de $\frac{1}{30}$ de la valeur du rapport 1, 66 des températures absolues. Cette concordance générale des résultats de M. Lorenz avec les meilleures mesures que nous possédions de la conductibilité électrique relative des métaux purs nous paraît une garantie sérieuse de leur exactitude.

Les alliages ne rentraient pas dans la loi empirique de M. Mathiessen : leur résistance électrique augmente peu avec la température, mais en compensation M. Lorenz trouve que la diminution de leur conductibilité calorifique de 0° à 100° est considérable, et la valeur moyenne du rapport $\frac{k_{100}}{\chi_{100}} : \frac{k_0}{\chi_0}$ pour les alliages compris dans le Tableau a justement pour valeur 1,367, qui ne diffère pas de la moyenne générale.

Si de nouvelles observations viennent confirmer la loi de M. Lorenz, il pourra en résulter un progrès considérable pour la théorie de l'électricité. Malheureusement les observations de M. Weber (1) et de MM. Kirchhoff et Hansemann (2) ne concordent pas mieux avec celles de M. Lorenz qu'elles ne concordent entre

(1) H.-F. Weber, *Journal de Physique*, t. X, p. 182.
(2) Kirchhoff et Hansemann, *Journal de Physique*, t. I, 2e série, p. 85.

elles, et le sujet ne peut encore être considéré comme épuisé. Par exemple, la valeur du rapport $\frac{k_0}{\chi_0}$, qui, d'après MM. Kirchhoff et Hansemann, serait beaucoup plus considérable pour le fer que pour l'étain et le plomb, est sensiblement la même pour les trois métaux dans le Tableau de M. Lorenz. Le bismuth, qui, parmi les métaux purs, donnerait la plus faible valeur de $\frac{k_0}{\chi_0}$, d'après M. Weber, donne, d'après M. Lorenz, l'une des plus élevées.

Nous nous dispenserons donc de développer ici, malgré l'intérêt qu'elle présente, la théorie des courants proposée par M. Lorenz en 1872, et à laquelle l'auteur parvient, à la fin de son Mémoire actuel, à rattacher sa nouvelle loi. E. Bouty.

THE AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS; 1881.

1er semestre. — Volume XXI.

T.-C. MENDENHALL. — Détermination de l'intensité de la pesanteur au sommet du Fusiyama, Japon; p. 99.

L'auteur a exécuté, au commencement du mois d'août 1880, des observations comparatives sur la durée d'oscillation d'un même pendule à l'Université de Tokio et au sommet du Fusiyama, la célèbre montagne volcanique dont la forme est presque exactement celle d'un cône ayant un angle au sommet de 138°, et une hauteur de près de 3800m. L'accélération de la pesanteur à Tokio étant 9m,7984, on trouva, pour le sommet du Fusiyama, 9m,7886.

D'autre part, l'auteur a déterminé la densité moyenne des roches qui forment la montagne, et l'a trouvée égale à 2,12; on connaît donc les dimensions de la montagne et sa densité, ce qui permet de calculer aisément l'attraction qu'elle exerce sur le pendule placé au sommet. De la comparaison de ce nombre et des valeurs de g à Tokio et au sommet, on déduit la densité moyenne de la Terre. M. Mendenhall a trouvé ainsi 5,77, nombre un peu plus fort que celui que l'on admet d'ordinaire; pour ramener ce

nombre à la valeur de Baily, 5,67, il suffirait d'admettre que la densité moyenne de la montagne est seulement 2,08 au lieu de 2,12; l'auteur préfère cependant attribuer cet écart, non à une erreur sur la densité, mais à un défaut réel d'attraction, tenant probablement à la structure même de la montagne.

J.-W. DRAPER. — Sur les phosphorographies du spectre solaire, et sur les raies de la région infra-rouge, p. 171.

L'auteur se propose surtout, dans ce travail, de comparer les photographies du spectre solaire avec les phosphorographies, c'est-à-dire les apparences que l'on obtient en projetant le spectre solaire sur des surfaces enduites d'une matière phosphorescente.

On sait que, si l'on projette un spectre solaire sur une lame d'iodure d'argent, et qu'en même temps on fasse tomber sur la lame une très faible lumière extérieure, on obtient trois effets : le fond est généralement impressionné par la lumière extérieure, mais faiblement; sur le fond se détache une bande correspondant à la partie du spectre comprise entre le bleu vert et le violet extrême, où l'iodure est attaqué et noirci fortement; enfin, à droite et à gauche de cette bande, vers l'ultra-violet et du côté du rouge, il y a deux parties où la plaque n'est nullement attaquée, les actions de la lumière diffuse et celle de la lumière spectrale s'étant annulées complètement. La portion du côté du violet est beaucoup plus réduite que celle qui s'étend vers le rouge. Dans cette dernière, enfin, on obtient la photographie des trois raies ultra-rouges; α, β, γ. Tous ces résultats ont été découverts par M. Draper dès 1842, et publiés par lui dans le *Philosophical Magazine* en 1842 et 1843.

Aujourd'hui, l'auteur indique des résultats analogues pour la phosphorescence : si l'on prend une surface rendue faiblement phosphorescente soit par une exposition préalable à la lumière, soit en dirigeant sur elle une lumière faible, et que sur cette surface on projette le spectre solaire, on observe d'abord une vive phosphorescence dans toute la région ou l'iodure d'argent noircirait; au contraire, du côté du rouge, l'éclairement général de la surface est détruit, et l'on observe une bande noire. Toutefois, cette bande se

trouve interrompue, au delà du rouge, par un rectangle lumineux. Ce rectangle est dû précisément aux trois raies α, β, γ, qui sont très larges; comme les radiations font, à cet endroit, défaut dans le spectre, l'effet d'illumination générale du fond ne peut plus être détruit, d'où apparition en clair de ces raies obscures; au delà, l'espace noir reprend jusqu'à la limite d'action du spectre. Enfin, on constate une portion obscure analogue, mais bien plus réduite, à l'extrémité opposée du spectre.

Les spectres photographique et phosphorographique offrent donc de grandes analogies, mais il y a aussi quelques différences, notamment l'absence des raies de Fraunhofer dans le spectre phosphorographique. Cette absence tient à ce que l'action phosphorescente se transmet de particule à particule, ce que ne fait pas l'action photographique, de sorte que cette transmission efface complètement les raies de Fraunhofer, qui sont trop fines. Si l'on pouvait obtenir une thermographie, c'est-à-dire une représentation thermique du spectre solaire, il est probable que cette thermographie serait tout à fait analogue, non pas aux photographies, mais bien aux phosphorographies.

Nous ne pouvons rendre compte en détail de ce Mémoire très intéressant; notons seulement, pour terminer, le fait suivant : on éprouve généralement une grande difficulté à étudier la phosphorescence, parce que c'est un phénomène de courte durée et que l'œil, quittant la lumière pour l'obscurité, n'acquiert toute la sensibilité nécessaire qu'au bout d'un temps trop long, alors que les phénomènes de phosphorescence ont déjà beaucoup diminué. Un moyen de remédier à cet inconvénient est de remplacer l'œil par la photographie. En appliquant, en effet, une plaque sensible sur un corps phosphorescent sur lequel on a projeté une image quelconque, et développant ensuite la plaque par les procédés usuels, on obtient la reproduction exacte de l'image phosphorescente, et avec beaucoup plus de netteté que ce que l'on voit d'ordinaire avec les yeux. On réussira surtout avec les plaques extra-sensibles que l'on sait obtenir maintenant, grâce à la gélatine bromurée ; une exposition d'une minute pourra alors suffire dans bien des cas.

Nous avons dit que les résultats obtenus ainsi par l'intermédiaire de la Photographie étaient meilleurs que ceux que donne l'œil; en effet, dans l'expérience fondamentale de la phosphorographie du

spectre rappelée plus haut, on n'aperçoit à l'œil qu'un seul rectangle lumineux pour l'effet des trois bandes infra-rouges α, β, γ; en appliquant, au contraire, une plaque photographique sur la même projection phosphorographique, on obtient l'épreuve nette des trois bandes séparées. Seulement, il est bon d'être prévenu que toutes les substances phosphorescentes n'agissent pas de même sur la gélatine bromurée; pour obtenir ces photographies, il faut opérer avec une substance qui, par phosphorescence, émette des rayons bleus ou indigo; avec des rayons jaunes, on n'obtiendrait rien.

L'auteur termine en examinant les conditions dans lesquelles s'effectue la neutralisation des rayons tels que ceux du spectre et de la lumière diffuse, aussi bien pour la photographie que pour la phosphorescence. A. Angot.

(*A suivre.*)

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXIV. — Décembre 1881.

Warren de la Rue. — *Les phénomènes de la décharge électrique avec 14400 éléments*, p 433.

W. Crookes. — *Sur la viscosité des gaz*, p. 476.

H. Bouilhet. — *Conférence sur les procédés électrométallurgiques*, p. 347.

Discours du professeur Pasteur au Congrès médical international, p. 563.

5e série. — Tome XXV. — Janvier 1882.

C. Wolf. — *Recherches historiques sur les étalons de l'Observatoire*, p. 5.

C. Decharme. — *Formes vibratoires des surfaces liquides circulaires*, p. 112.

A. Graham Bell. — *D'une modification du microphone de Wheatstone et de la possibilité d'appliquer cet instrument à des recherches radiophoniques*, p. 135.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XIII. — Janvier 1882.

E. Edlund. — *Résistance électrique du vide*, p. 1.

Lewis Wright. — *Figures en spirale que l'on observe dans les cristaux, établissant les relations de leurs axes optiques*, p. 20.

Th. Bayley. — *Connexion entre le poids atomique et les propriétés chimiques et physiques des éléments*, p. 26.

L. Nichols. — *Note sur la résistance électrique et le coefficient de dilatation du platine incandescent*, p. 38.

C. Cellerier. — *Distribution des vitesses moléculaires dans les gaz*, p. 47.

Silvanus P. Thompson. — *Sur les battements des fausses consonances*, p. 68.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XV. N° 1. — Année 1882.

H. Haga. — *Evaluation des changements de température qui accompagnent la dilatation et la traction des métaux, et de l'équivalent mécanique de la chaleur*, p. 1.

W. Hergesell. — *Complément à la théorie de la conductibilité de Fourier et de Poisson*, p. 19.

F. Kolacek. — *Relation du point de congélation des solutions salines et de la loi de leurs tensions de vapeur*, p. 38.

R. Hasselberg. — *Remarques au Mémoire de M. Wüllner* « Sur les spectres de l'hydrogène et de l'acétylène », p. 45.

H. Struve. — *Etude historique et expérimentale des phénomènes d'interférence de Fresnel*, p. 49.

E. Less. — *Emploi du téléphone pour l'évaluation de la résistance des piles*, p. 80.

R. Colley. — *Sur l'existence de la polarisation diélectrique dans les électrolytes*, p. 94.

A. Kerber. — *Théorie expérimentale de la réfraction*, p. 140.

E. Edlund. — *Sur la résistance électrique des gaz*, p. 165.

A.-V. Waltenhofen.— *Remarque au second Mémoire de M. Auerbach* « Sur le résidu magnétique », p. 171.

G. Wiedemann. — *Appareil pour reproduire le phénomène du geyser*, p. 173.

K. F. Slotte. — *Sur le pont de Wheatstone*, p. 176.

SUR L'ÉQUIVALENT ÉLECTROCHIMIQUE DE L'EAU;

PAR M. MASCART.

La mesure en valeurs absolues de l'action électrolytique exercée par un courant a été faite d'abord par Weber, et les nombres qu'il a donnés diffèrent très peu de ceux qui ont été obtenus depuis par divers observateurs.

Si l'on adopte les unités C.G.S., les moyennes des différentes séries d'expériences indiquent pour le poids d'eau décomposée en une seconde, par un courant d'intensité électromagnétique égale à l'unité, les valeurs suivantes, qui ont déjà été rappelées par M. Terquem dans ce Journal (1) :

	mg
Weber	0,9376
Bunsen	0,9265
Casselmann	0,9387
Joule	0,9222
Cazin	0,9372

Depuis cette époque, M. Kohlrausch (2) avait obtenu le nombre 0,933, qui coïncide sensiblement avec la moyenne des quatre premiers du tableau précédent; mais il reconnut que le cuivre de sa boussole exerçait une action sur l'aiguille et, en reprenant l'expérience dans des conditions meilleures, il a été conduit au nombre 0,9476, notamment plus élevé que tous ceux qui avaient été observés jusque-là.

Ces discordances peuvent s'expliquer aisément par les difficultés nombreuses que présente l'expérience. Si l'on admet la loi de Faraday, sur laquelle il ne paraît pas possible d'élever un doute, on peut choisir la réaction qui permettra la mesure la plus exacte de l'opération chimique effectuée par le courant. La plupart des physiciens ont étudié directement la décomposition de l'eau, soit en mesurant le volume du gaz produit, soit, comme l'a fait M. Bunsen pour éviter de faire intervenir les densités des gaz, en évaluant

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. I, p. 390.
(2) *Pogg. Ann.*, t. CXLIX, p. 170.

la perte de poids du voltamètre. M. Bunsen a eu aussi recours à la dissolution du zinc dans la pile, M. Joule au dépôt de métal dans une dissolution de sulfate de zinc ou de sulfate de cuivre, et M. Kohlrausch au dépôt de l'argent.

Les causes d'erreur les plus graves tiennent peut-être à la mesure électromagnétique du courant. La plupart des observateurs se servaient d'une boussole des tangentes, sauf Weber qui employait une bobine à suspension bifilaire; dans tous les cas, il faut connaître la composante horizontale du champ magnétique terrestre au point où se trouve la boussole, et même connaître ou éliminer les variations de cette composante, ainsi que celles de la déclinaison. On passe ainsi par l'intermédiaire d'un grand nombre de mesures qui n'ont aucune relation nécessaire avec la quantité qu'on veut déterminer.

La méthode de Cazin repose sur l'emploi d'un électrodynamomètre, dans lequel on évalue en poids l'action de deux cadres rectangulaires parcourus par le même courant. On élimine ainsi les éléments du magnétisme terrestre, mais le calcul de l'action qui s'exerce entre le cadre fixe et le cadre mobile exige la mesure assez délicate de la distance des cadres et de leurs dimensions exactes.

L'importance de cette question et le doute nouveau apporté par les expériences si soignées de M. Kohlrausch m'ont amené à faire une nouvelle série de déterminations par une méthode un peu différente, en évaluant, comme l'avait fait Cazin, l'intensité du courant par un électrodynamomètre à balance, ce qui n'exige aucune connaissance relative au magnétisme terrestre.

J'ai fait d'abord un grand nombre d'essais pour chercher quelle serait la meilleure forme du voltamètre à eau, en recueillant le mélange des deux gaz pour éviter les difficultés qu'entraîne la mesure de l'hydrogène seul. Lorsque l'eau est rendue conductrice par l'acide sulfurique, il se forme presque toujours de l'ozone. On reconnaît aisément que le volume total du gaz produit par un même courant est d'autant plus faible que l'odeur d'ozone est plus grande, et cette cause d'erreur croît d'une manière manifeste avec la densité du courant, c'est-à-dire à mesure que les dimensions des électrodes diminuent. Les électrodes à la Wollaston, formés par des fils de platine coupés au ras des tubes de verre dans

lesquels ils sont soudés, donnent toujours une odeur plus marquée et un volume de gaz plus faible. Toutefois les différences s'atténuent beaucoup quand on élève la température du liquide vers 40° ou 50°.

Lorsqu'on opère à la pression ordinaire, les électrodes à surface restreinte absorbent moins de gaz et donnent des bulles plus grosses, qui se dissolvent moins facilement dans le liquide. Cette cause d'erreur agit donc en sens contraire de la première, et peut dans certains cas devenir prédominante.

Les résultats deviennent beaucoup plus réguliers quand on remplace l'acide sulfurique par l'acide phosphorique. Les gaz prennent encore quelquefois une légère odeur, mais la quantité d'ozone, comme l'a remarqué M. Berthelot, est absolument négligeable. Alors, quand on opère à la pression ordinaire, les électrodes à surface restreinte, comme les fils à la Wollaston, donnent généralement un volume un peu plus grand.

Pour éliminer la dissolution des gaz et la couche qui peut rester adhérente sur les électrodes, j'ai placé les voltamètres dans le vide. Deux voltamètres différents, l'un à fils, l'autre à lames de platine, communiquent par des robinets avec une pompe à mercure sans robinets, analogue à celle de M. Töpler [1].

On fait le vide absolu dans les voltamètres; on les fait traverser par le même courant et on en extrait les gaz séparément. Pendant la manœuvre de la pompe, ces gaz se dessèchent dans un tube qui contient des billes de verre humectées d'acide sulfurique et sont renvoyés dans une éprouvette sur une cuve à mercure. Voici, par exemple, les résultats d'une expérience de comparaison.

		Gaz recueilli.
		cc
Voltamètres à vide	lames	65,35
	fils fins	66,00
Voltamètres à la pression ordinaire	fils longs	65,35
	fils à la Wollaston	65,76

On voit que, même dans le vide, les électrodes à grande surface paraissent retenir une certaine quantité de gaz. La meilleure disposition est évidemment celle qui en donnera le plus grand

[1] *Wied. Ann.*, t. X, p. 208.

volume, de sorte que, si l'on a recours à la décomposition de l'eau, il sera préférable d'employer des fils fins et de recueillir les gaz par une pompe à mercure.

Pour passer des volumes aux poids, il faut se servir des densités déterminées par Regnault pour l'oxygène et l'hydrogène. Le voltamètre à poids de Bunsen élimine ces densités, mais il y a d'autres difficultés qui tiennent à la solubilité des gaz, à la composition de l'atmosphère du vase, à la nécessité d'absorber la vapeur d'eau entraînée, etc.; les expériences que j'ai faites par cette méthode ne semblent pas indiquer que la détermination soit plus exacte que par la mesure du volume.

L'électrolyse des solutions métalliques permet d'utiliser directement la balance : l'azotate d'argent et le sulfate de cuivre paraissent les sels les plus convenables. On suspend, par des crochets, des lames d'argent dans un bain d'azotate à 15 pour 100, ou des lames de cuivre dans un bain de sulfate à 10 pour 100. M. Debray avait eu l'obligeance de me procurer des métaux d'une grande pureté. Après le passage du courant, les lames sont plongées dans l'eau à plusieurs reprises pour enlever les traces de dissolution, puis séchées à l'air. Si le courant n'est pas trop intense, les dépôts de métal sont bien adhérents, et il est facile de diriger l'opération de manière à éviter aucune perte de matière.

En déterminant, dans chaque cas, le changement de poids des deux électrodes, on trouve un contrôle précieux dans l'expérience.

Les deux lames d'argent donnent très sensiblement le même résultat. L'électrode soluble de cuivre, au contraire, indique habituellement une perte trop grande : le métal se désagrège, des paillettes s'en détachent, et il paraît s'y produire des réactions secondaires qui troublent le phénomène. Voici, par exemple, deux expériences de comparaison avec l'argent, le cuivre et l'eau :

		En poids.		En équivalents.	
		I.	II.	I.	II.
		gr			
Argent	déposé....	1,388	0,586	1	1
	dissous....	1,388	0,589	1	1,005
Cuivre	déposé....	0,405	0,169	0,991	0,980
	dissous....	0,410	0,172	1,003	0,997
Eau.....		0,1163	0,0486	1,005	0,994

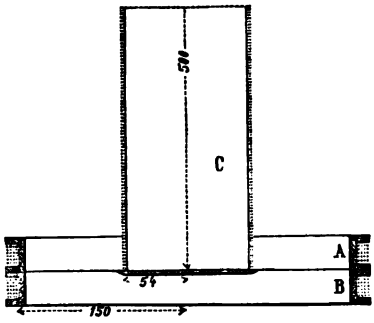
Les deux dernières colonnes ont été calculées en prenant pour l'argent l'équivalent 107,93 donné par M. Stas, et pour le cuivre 31,78. L'expérience semble indiquer que l'équivalent du cuivre doit être, en réalité, un peu plus faible.

D'autres comparaisons directes entre l'eau et l'argent donnaient des résultats plus concordants, et il serait facile d'obtenir une exactitude d'un millième; mais une pareille étude n'aurait d'autre objet que de vérifier les valeurs connues pour l'équivalent de l'argent et les densités des gaz.

L'électrolyse de l'azotate d'argent, employée déjà dans les expériences de M. Kohlrausch, est donc le procédé qui donne les meilleurs résultats, à cause de la valeur élevée de l'équivalent et du contrôle que donne la pesée des deux électrodes.

L'électrodynamomètre se compose de deux bobines plates circulaires A et B (*fig.* 1), disposées horizontalement. Une longue bo-

Fig. 1.



bine cylindrique C est suspendue à un plateau de balance, de manière que sa base inférieure soit dans le plan de symétrie des bobines fixes (¹). La communication du courant avec la bobine mobile

(¹) Les bobines plates montées sur des cadres en bois ont 14 couches de fil séparées par des bandes de papier, et renfermant chacune 30 spires en moyenne; la hauteur totale des couches parallèlement à l'axe a $19^{mm},5$, l'épaisseur $10^{mm},8$, le plus petit rayon 150^{mm} et l'épaisseur du bois $5^{mm},5$.

Les fils de la bobine mobile sont enroulés sur un carton qui a été maintenu pendant l'enroulement par un tube de cuivre, et le carton est terminé par deux anneaux en bois. La longueur du cylindre est d'environ $0^{m},50$, le rayon extérieur de 54^{mm}, et le fil y forme quatre couches.

s'établit à l'aide de deux fils fins de platine enroulés en hélice, qui ne donnent aucune variation de poids appréciable pendant les oscillations de la balance. La bobine mobile est ainsi dans une situation telle, que l'action du courant fixe est un maximum ou un minimum, par rapport à tous les déplacements qu'elle peut éprouver de bas en haut ou latéralement, de sorte qu'il n'est pas nécessaire d'établir un centrage très rigoureux.

Il est facile de calculer quelle est, pour l'unité de courant, la valeur approchée de la force qui s'exerce sur la bobine mobile. Désignons par L la longueur du fil enroulé N fois sur les bobines plates et a leur rayon moyen; l'action magnétique au centre, si l'on suppose toutes les spires sur le même plan, est égale à $\frac{L}{a^2} = \frac{4\pi^2 N^2}{L}$. En appelant S la section de la bobine cylindrique et σ la densité des couches magnétiques qu'il faudrait imaginer sur les deux bases, pour obtenir un effet extérieur équivalent à celui du courant, l'action exercée sur la base inférieure a pour expression approchée $p = \frac{L}{a^2}\sigma S$. Si l'on désigne par L′ et N′ la longueur et le nombre de tours du fil enroulé sur la bobine cylindrique, et par a' le rayon moyen, on a

$$\sigma = \frac{N'}{H'}, \quad S = \pi a'^2 = \frac{4\pi^2 a'^2}{4\pi} = \frac{L'^2}{4\pi N'^2};$$

il vient alors

$$p = \pi \frac{N^2}{L} \frac{L'^2}{N'H'}. \tag{1}$$

Comme l'action est proportionnelle au carré de l'intensité du courant, la force réelle, attractive ou répulsive, pour un courant d'intensité I, sera

$$P = pI^2.$$

D'autre part, le poids Q d'argent dissous ou déposé pendant une seconde est proportionnel à l'intensité, et l'on peut poser $Q = qI$, le coefficient q représentant l'équivalent électrolytique de l'argent. On aura alors

$$q = \sqrt{p}\frac{Q}{\sqrt{P}} = NL'\sqrt{\frac{\pi}{N'LH'}}\frac{Q}{\sqrt{P}}. \tag{2}$$

Pour déterminer P, on équilibre d'abord la balance avant le pas-

sage du courant, puis on rétablit l'équilibre par des poids convenables quand le courant traverse les bobines. Mais l'équilibre est bientôt détruit, parce que le courant s'affaiblit peu à peu et que l'échauffement de la bobine, quoique très faible, produit un trouble dans la balance (¹).

On peut éliminer aisément ces causes d'erreur. Une fois le premier équilibre établi, dans le cas de répulsion des bobines, par exemple, on enlève quelques milligrammes au plateau de la balance et l'on attend qu'elle revienne au zéro par l'affaiblissement du courant. On note exactement les époques successives auxquelles l'équilibre a lieu pour des poids différents, et l'on en déduit par une courbe graphique la valeur moyenne de la force pour toute la durée de l'expérience. On détermine de nouveau l'équilibre sans courant, au milieu et à la fin de l'expérience, pour éliminer l'effet de l'échauffement. La perte totale était d'environ $\frac{1}{20}$ pour une demi-heure, ce qui correspond à une diminution d'intensité de $\frac{1}{40}$.

Le poids d'argent a varié de 700^{mg} à 800^{mg} dans des expériences qui duraient de vingt-cinq à quarante-cinq minutes, et l'action électromagnétique était comprise entre 1500^{mg} et 4000^{mg}.

J'ai obtenu, par exemple, les valeurs suivantes :

	$\frac{\sqrt{P}}{Q}$.
I	132,90
II	132,82
III	132,79
IV	132,80
V	132,94
Moyenne	132,85

Les dimensions principales de l'appareil étaient :

$$L = 822^{m},08 \qquad N = 845,$$
$$L' = 1116,76 \qquad N' = 3263.$$
$$H' = 0,486$$

(¹) Les premières expériences donnaient une perte continue de poids très importante, que j'ai attribuée à l'humidité qui se dégageait, soit du carton ou du papier interposé, soit du fil isolant. Après avoir plongé la bobine tout entière dans un bain de paraffine, on a vu disparaître cette perte d'une manière presque absolue.

On trouve ainsi, par l'équation (2),

Pour l'argent..... $q = 11,027$
Pour l'eau..... $q = 0,9195$

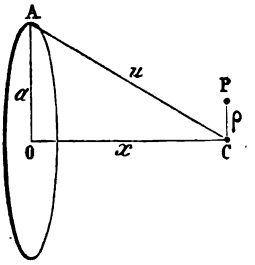
Pour revenir aux unités C. G. S, il faut évaluer l'action électrodynamique P en unités absolues. Comme le milligramme vaut 0,9809 unités de force, il suffit de diviser les valeurs précédentes par $\sqrt{0,9809}$, ce qui donne pour l'eau

$$q = 0,9284.$$

Il reste maintenant à faire un certain nombre de corrections qui tiennent à plusieurs causes : 1° les spires des bobines plates ne sont pas toutes dans le même plan; 2° la base de la bobine cylindrique n'est pas une surface infiniment petite; 3° l'action sur la couche supérieure de la bobine mobile n'est pas négligeable. J'indiquerai brièvement la marche du calcul.

Considérons un cercle OA (*fig.* 2) de rayon a et un point P situé

Fig. 2.



à une distance PC $= \rho$ de l'axe; soient x et u les distances du point C au centre O du cercle et à la circonférence.

Si l'on suppose le cercle couvert d'une couche magnétique positive de densité égale à l'unité, le potentiel V au point P peut être développé suivant les puissances croissantes et paires de la distance ρ. On trouve ainsi [1]

$$(3) \qquad V = 2\pi\left[u - x - \frac{\rho^2}{2^2}\frac{d^2u}{dx^2} + \frac{\rho^4}{(2.4)^2}\frac{d^4u}{dx^4} - \frac{\rho^6}{(2.4.6)^2}\frac{d^6u}{dx^6} + \cdots\right].$$

---

[1] Mascart et Joubert, *Leçons sur l'Électricité et le Magnétisme*, t. I, p. 400.

Le potentiel U d'un feuillet magnétique uniforme de même surface dont la puissance magnétique serait égale à l'unité, ou le potentiel d'un courant d'intensité égale à 1 qui suivrait le contour, se déduit du précédent par la relation

$$U = -\frac{\partial V}{\partial x} = -2\pi\left(\frac{du}{dx} - 1 - \frac{\rho^2}{2^2}\frac{d^3u}{dx^3} + \cdots\right).$$

La composante X de l'action magnétique du courant, parallèlement à l'axe, est alors

$$X = -\frac{\partial U}{\partial x} = \frac{\partial^2 V}{\partial x^2}.$$

Si l'on considère une couronne circulaire ayant son centre au point C, de largeur $d\rho$ et de densité σ, l'action qu'elle éprouve a pour valeur

$$X\sigma 2\pi\rho\, d\rho = 2\pi\sigma X\rho\, d\rho;$$

l'action qui s'exerce sur un cercle de rayon ρ est donc

$$f = 2\pi\sigma\int_0^\rho X\rho\, d\rho.$$

Désignant par S la surface $\pi\rho^2$ du cercle, on trouve ainsi

$$(4)\qquad f = 2\pi S\sigma\left(\frac{d^2u}{dx^2} - \frac{1}{2^2}\frac{\rho^2}{2}\frac{d^4u}{dx^4} + \frac{\rho^4}{(2.4)^2.3}\frac{d^6u}{dx^6} - \cdots\right).$$

En posant $\alpha = \frac{a}{u}$, $\beta = \frac{x}{u}$ et exprimant les dérivées comprises dans la parenthèse en fonction de α et β, on obtient, pour les premiers termes de la série,

$$(5)\qquad \left\{\begin{aligned} f = 2\pi S\sigma\frac{a^2}{u^3}\Big[1 &- \frac{1}{2^2}\frac{3}{2}\left(\frac{\rho}{u}\right)^2(4\beta^2 - \alpha^2) \\ &+ \frac{3.5}{(2.4)^2}\left(\frac{\rho}{u}\right)^4(\alpha^4 - 12\alpha^2\beta^2 + 8\beta^4)\Big].\end{aligned}\right.$$

La valeur de la parenthèse n'est pas la même pour les différentes spires qui composent les bobines fixes, mais, d'après les dimensions de l'appareil, sa valeur moyenne est 1,0488. L'action F de toutes les spires sur la surface S est donc

$$F = \Sigma f = 2\pi S\sigma(1,0488)\Sigma\frac{a^2}{u^3}.$$

En désignant par a_0 le rayon moyen des bobines plates, on a aussi

$$\Sigma \frac{a^2}{u^3} = \frac{N}{a_0}(0,99816) = 2\pi \frac{N^2}{L}(0,99816),$$

ce qui donne

$$F = 4\pi^2 \frac{N^2}{L} S\sigma(1,0469).$$

Il faut encore faire la somme de ces expressions relatives aux différentes couches qui forment la bobine cylindrique; mais on reconnaît aisément qu'on peut sans erreur sensible supposer la couche de fils unique; il vient alors

$$F = \pi \frac{N^2}{L} \frac{L'^2}{V H'}(1,0469) = p \times 1,0469,$$

c'est-à-dire qu'il suffit de multiplier la valeur approximative calculée plus haut par le facteur 1,0469.

Pour la base supérieure du cylindre mobile, la parenthèse de la formule (5) est égale à 0,02766.

L'action correspondante est donc

$$F' = p \times 0,02766,$$

et la résultante

$$p' = F - F' = p \times 1,0193,$$
$$\sqrt{p'} = \sqrt{p} \times 1,0096.$$

L'ensemble des corrections revient donc à ajouter un peu moins de $\frac{1}{100}$ au nombre approché. On trouve ainsi pour l'eau

$$q = 0,9284 \times 1,0096 = 0,9373.$$

Comme le dernier chiffre est douteux, nous trouvons exactement le nombre donné par Weber. On remarquera que la seule quantité difficile à évaluer est la longueur de la bobine mobile : une erreur de $\frac{1}{4}$ de millimètre produirait déjà une erreur relative de $\frac{1}{4000}$, c'est-à-dire 2 ou 3 unités sur le dernier chiffre. C'est le degré d'approximation que me paraît comporter l'expérience.

En d'autres termes, un courant d'intensité égale à l'unité C. G. S. décompose en une seconde une fraction égale à $\frac{0,9373}{9}$ ou 0,10415 de l'équivalent d'un corps exprimé en milligrammes. L'intensité

du courant capable de produire en une seconde l'électrolyse d'un équivalent d'un corps exprimé en milligrammes serait égale à 9,601 ou sensiblement 96 ampères.

En prenant le gramme comme unité de poids, conformément au système C. G. S., l'équivalent électrochimique de l'eau est $9{,}373 \times 10^{-4}$.

ÉTUDES SUR LE PSYCHROMÈTRE;

PAR M. ALFRED ANGOT.

L'idée d'évaluer l'humidité atmosphérique par la différence des indications d'un thermomètre ordinaire et d'un thermomètre dont le réservoir est mouillé est très ancienne. Elle a été émise notamment par Leslie (1790?), Hutton (1792), Gay-Lussac et Ivory (1822); mais c'est seulement August (1828) qui établit *a priori* l'équation du problème et donna une relation qui permit de calculer la force élastique de la vapeur d'eau atmosphérique au moyen des indications des thermomètres sec et mouillé.

Dans son premier travail sur l'hygrométrie (1845), Regnault reprit en détail l'étude du psychromètre, et, en remplaçant dans la formule d'August certaines constantes physiques qui y figurent par les valeurs qu'il venait de déterminer lui-même, il obtint la formule

$$x = f' - \frac{0{,}429\,h(t - t')}{610 - t'}, \tag{1}$$

où x désigne la force élastique de la vapeur, t et t' les températures marquées par le thermomètre sec et le thermomètre mouillé, f' la force élastique maximum de la vapeur d'eau correspondant à la température t', et h la pression atmosphérique.

Regnault exécuta de nombreuses séries d'expériences pour vérifier cette formule, en comparant le psychromètre soit avec l'hygromètre chimique, soit avec l'hygromètre condenseur. Il trouva ainsi que la formule ci-dessus donne des forces élastiques x trop fortes. En remplaçant le coefficient 0,429 par 0,480, on aurait une coïncidence presque complète entre les résultats calculés et les résultats trouvés par l'observation directe, dans les fractions de sa-

turation qui dépassent 0,40; mais le coefficient 0,480 produit une différence plus grande que 0,429 et en sens inverse, pour des fractions de saturation plus faibles. Ces différences tiennent du reste à ce que les hypothèses adoptées par August, et d'où il a déduit son équation fondamentale, ne peuvent être considérées comme exactes.

Enfin Regnault indique, mais sans faire d'expériences à ce sujet, que si le thermomètre mouillé descendait au-dessous de 0°, il faudrait simplement remplacer dans la formule (1) le dénominateur $610 - t'$ par $689 - t'$.

Ces premiers résultats de Regnault ont servi de point de départ à Haeghens pour le calcul de ses Tables psychrométriques, publiées en 1848 (¹) et qui sont encore employées par presque tous les météorologistes. Ces Tables, qui donnent à vue la tension de vapeur et l'humidité relative, sont construites en effet sur la formule (1), en y remplaçant le coefficient 0,429 par 0,480, comme Regnault l'avait indiqué.

Dans son deuxième Mémoire sur l'hygrométrie (1853), Regnault revient avec plus de détails sur le psychromètre. Tout d'abord il montre que la formule du psychromètre peut se réduire approximativement à

$$x = f' - \mathrm{A}\,h(t - t'), \tag{2}$$

dans laquelle A est un coefficient constant dont la valeur théorique serait 0,000635. Regnault a cherché alors à déterminer A de manière que les données du psychromètre fussent aussi concordantes que possible avec celles de l'hygromètre chimique ou de l'hygromètre à condensation.

On connaît les conclusions de ce travail : la valeur de la constante A, déterminée empiriquement, est toujours supérieure à la valeur théorique 0,000635; elle dépend essentiellement de l'exposition du psychromètre et, dans les expériences, a varié de 0,00074 à 0,00128.

Les expériences de Regnault mirent ainsi hors de doute l'insuffisance des anciennes Tables psychrométriques, telles que celles d'Haeghens, et démontrèrent la nécessité de calculer des Tables nouvelles avec des formules empiriques dont les constantes fussent

(¹) *Annuaire météorologique de la France* pour 1849.

déterminées dans les conditions mêmes où devait fonctionner l'instrument. Cependant ce travail ne fut pas entrepris, et l'on continue encore aujourd'hui à se servir des Tables anciennes. L'attention des météorologistes se porta, d'un autre côté, sur l'influence exercée par le vent dans la mesure de l'humidité et sur le moyen de remédier à cette nouvelle cause d'erreur. Ces recherches conduisirent au psychromètre-fronde et au psychromètre à ventilateur (¹).

Dans les stations météorologiques françaises, le psychromètre est disposé, sous l'abri réglementaire à double toit, à 2^m environ au-dessus d'un sol gazonné. Les conditions sont donc partout suffisamment semblables pour qu'une même formule convienne à tous les instruments; c'est cette formule que je me suis proposé de déterminer, d'une manière absolument empirique, d'après les résultats d'un nombre considérable de comparaisons du psychromètre et de l'hygromètre condenseur. Ce dernier instrument a toujours été employé sous la forme si commode que lui a donnée M. Alluard.

Les données qui ont servi à l'établissement de la formule nouvelle et des Tables qui en dérivent sont :

1° Pour les températures du thermomètre mouillé supérieures à zéro : 3388 comparaisons du psychromètre et de l'hygromètre condenseur effectuées soit à Paris, dans le jardin du Bureau central météorologique (altitude 40^m), soit à l'Observatoire du Puy-de-Dôme, station de la plaine (altitude 390^m), soit à l'Observatoire du Puy-de-Dôme, station du sommet (altitude 1470^m);

2° Pour les températures du thermomètre mouillé inférieures à zéro : 282 comparaisons obtenues aux deux stations de l'Observatoire du Puy-de-Dôme.

On disposait donc en résumé de 3670 comparaisons du psychromètre et de l'hygromètre condenseur, dans lesquelles la température du thermomètre mouillé a varié de $-20^\circ,5$ à $+23^\circ,6$, et la différence des deux thermomètres s'est élevée jusqu'à 16°.

La recherche de la formule empirique qui satisfait le mieux à l'ensemble de ces comparaisons a été conduite de la manière suivante.

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. X, p. 112; 1881.

On est parti d'abord de la formule (2) du second Mémoire de Regnault, où l'on connaît x par l'observation de l'hygromètre condenseur, f', t et t' par celle du psychromètre. On a calculé pour chacune des comparaisons individuellement le quotient

$$A = \frac{f' - x}{h(t - t')},$$

qui aurait été constant si la formule (2) avait été applicable.

On a ensuite rangé toutes les valeurs de A en séries dans chacune desquelles, pour chaque station, t' était compris entre 0° et 1°, puis entre 1° et 2°, et ainsi de suite, et l'on a ordonné toutes ces séries où t' et par suite f' pouvaient être considérés comme constants, par rapport aux valeurs croissantes de $t - t'$, en prenant la moyenne de toutes les valeurs de A pour lesquelles $t - t'$ comptait le même nombre entier de degrés.

L'examen de toutes ces séries, sans exception, a montré que la valeur de A décroissait à mesure que $t - t'$ augmentait. Nous citerons seulement, comme exemple, la série suivante :

Puy-de-Dôme (plaine). $t - t'$.	A. $t' = 6°,42$.
0°,53	0,001022
1,43	0,000948
2,41	0,000821
3,40	0,000818
4,40	0,000792
6,77	0,000705

On a obtenu 8 séries analogues pour Paris, 23 pour la station inférieure du Puy-de-Dôme, et 5 pour la station supérieure, soit en tout 36 séries pour $t' > 0$ et 22 séries pour $t' < 0$.

La valeur de A étant manifestement une fonction de $t - t'$, on a trouvé qu'elle pouvait être représentée par l'expression

$$A = a + b(t - t'),$$

et les valeurs de a et de b ont été déterminées, pour chaque série isolément, par la méthode de Cauchy, en attribuant aux équations un poids égal au nombre d'observations dont sont conclues les valeurs de A et de $t - t'$.

Les 36 valeurs de b ainsi obtenues ne présentent aucune variation régulière, qu'on les ordonne par rapport à $t - t'$, à t' ou à h. On a donc supposé que b était constant, et l'on a trouvé

$$b = -0,000028.$$

Quant aux valeurs de a, on reconnaît immédiatement qu'elles augmentent quand t' (ou f') augmente, et quand h diminue, et on a pu les représenter par l'équation

$$a = 0,000776 + 0,0159\frac{f'}{h}.$$

La formule psychrométrique définitive pour des températures supérieures à 0° est donc

$$\frac{f' - x}{h(t - t')} = 0,000776 + 0,0159\frac{f'}{h} - 0,000028(t - t'),$$

ou

$$(3)\quad x = f'[1 - 0,0159(t - t')] - 0,000776h(t - t')[1 - 0,0361(t - t')].$$

On aurait de même, pour les températures t' inférieures à zéro,

$$(4)\quad x = f'[1 - 0,059(t - t')] - 0,000682h(t - t')[1 - 0,0411(t - t')].$$

Dans le Mémoire complet [1], on trouvera des Tables diverses construites sur les formules précédentes et qui donnent à vue soit l'humidité relative, soit la tension de vapeur, soit le poids de la vapeur contenue dans un litre d'air, pour toutes les valeurs de t, t' et h.

Nous reproduisons seulement ici un abaque graphique (*Pl. I*) qui permet de trouver à vue l'humidité relative; on détermine le point d'intersection de la verticale qui correspond à la température du thermomètre mouillé t', et de l'horizontale qui correspond à la différence $t - t'$ des deux thermomètres. Ce point tombe entre deux des courbes qui représentent une égale humidité relative, exprimée en extrêmes. Comme ces courbes sont tracées de deux en deux unités pour $t' > 0$ et de cinq en cinq unités pour $t' < 0$, on a facilement à vue le chiffre des centièmes de l'humidité relative.

---

[1] *Annales du Bureau central météorologique*, t. I; 1880.

Exemple : $t' = 9°$; $t - t' = 8°,5$; le point correspondant est compris entre les courbes 26 et 28 et à peu près à égale distance; l'humidité relative est donc 27, et la fraction de saturation 0,27.

Les Tables sont calculées pour une pression moyenne de 750^{mm}, la correction de pression calculée pour une différence de pression $\Delta h = 100^{mm}$ est donnée par un petit tableau placé dans un angle de l'abaque; cette correction est additive pour des pressions plus faibles que 750^{mm} et inversement; elle est de plus proportionnelle à la variation de pression. Dans l'exemple numérique cité plus haut, si la pression avait été par exemple de 700^{mm} au lieu de 750, le tableau de correction d'altitude aurait donné $t' = 9°$, $t - t' = 8°,5$ et $\Delta h = 100^{mm}$, une correction un peu supérieure à $+ 3$, ce qui, pour $\Delta h = 50$ seulement, fait une correction de $+ 2$; l'humidité relative vraie, corrigée de la variation du baromètre, serait donc de 29.

Un dernier point est de savoir quel degré d'approximation on peut attendre de ces Tables.

En calculant, soit par des Tables d'Haeghens, soit par les Tables nouvelles, l'humidité relative pour 90 observations effectuées à Paris, on a trouvé que l'erreur moyenne pour l'humidité relative, estimée en centièmes, était $+ 1,1$ avec les Tables anciennes, et seulement $- 0,5$ avec les nouvelles; en même temps les écarts extrêmes sont notablement moindres avec les Tables nouvelles. En calculant de même une série de 91 expériences effectuées en Italie par M. Chistoni, on trouve des erreurs moyennes respectives de $+ 2,5$ (Tables d'Haeghens) et $+ 0,5$ (Tables nouvelles). Pour les températures au-dessous de zéro, on a calculé encore la série effectuée par Regnault et rapportée dans son second Mémoire; tandis que la formule de Regnault ne représente les observations qu'avec une erreur moyenne de $+ 3,4$, la formule (4) donne seulement une erreur de $+ 0,7$.

En résumé, les formules nouvelles paraissent donner, pour des psychromètres installés dans les conditions que nous avons rappelées en commençant, des résultats notablement meilleurs que ceux que l'on obtient avec les Tables actuellement en usage. Pour les températures au-dessus de zéro, l'erreur probable d'une détermination isolée est d'environ ± 2 unités sur le chiffre de l'humidité relative, et l'erreur absolue moyenne d'une série contenant au

moins 20 ou 30 observations tombe au-dessous de 0,5. Pour les températures au-dessous de zéro, il faudrait probablement doubler ces nombres. De plus, la différence avec les Tables anciennes est surtout marquée pour les humidités très faibles que l'on rencontre dans les pays chauds et secs. Avec les Tables nouvelles on aura toujours pour ces régions des résultats au moins admissibles, tandis qu'il serait possible de citer des exemples où le calcul par les Tables anciennes conduirait pour l'humidité à un nombre négatif.

L'ÉCLAIRAGE ÉLECTRIQUE;

PAR M. FOUSSEREAU.

[FIN (1).]

V. — DES BOUGIES ÉLECTRIQUES.

Les bougies électriques ont le grand avantage d'éviter l'emploi de tout mécanisme compliqué. Elles sont toutes constituées par deux charbons parallèles séparés par un intervalle isolant et se consumant avec une égale vitesse sous l'influence d'un courant alternatif. C'est cette grande simplicité qui leur a valu leurs applications dans les cas où le bruit particulier à cette sorte de courants ne présente pas d'inconvénients.

Parmi les bougies, les unes, comme la bougie Jablochkoff, présentent entre les deux charbons une substance isolante formant le colombin; dans les autres, comme les bougies Jamin, Wilde, Debrun, il n'y a pas de substance isolante autre que l'air.

Les charbons de la bougie Jablochkoff ont $0^{cm},4$ de diamètre et 25^{cm} de longueur; ils sont taillés en pointe à leur extrémité supérieure. Le colombin est ordinairement formé de plâtre mêlé à du sulfate de baryte. Ce plâtre se volatilise, par suite de la haute température développée, et constitue une sorte de flamme qui, d'après l'inventeur, ajoute son éclat à celui de l'arc. Pour obtenir le passage

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 72; 1882.

du courant au moment de l'allumage, on enduit l'extrémité de la bougie d'une légère couche de plombagine mêlée à de la gomme. M. Jablochkoff augmente l'éclat de ses bougies en intercalant dans le circuit des condensateurs à large surface formés de feuilles d'étain.

La suppression du colombin simplifie la fabrication des bougies et permet d'éviter la dépense de chaleur nécessaire pour volatiliser la substance isolante. La lumière devant être, en général, distribuée au-dessous de la lampe, M. Jamin a trouvé avantageux de fixer l'arc à l'extrémité inférieure des charbons. Il y arrive au moyen d'un cadre directeur GHKL (*fig.* 5), dont l'action s'ex-

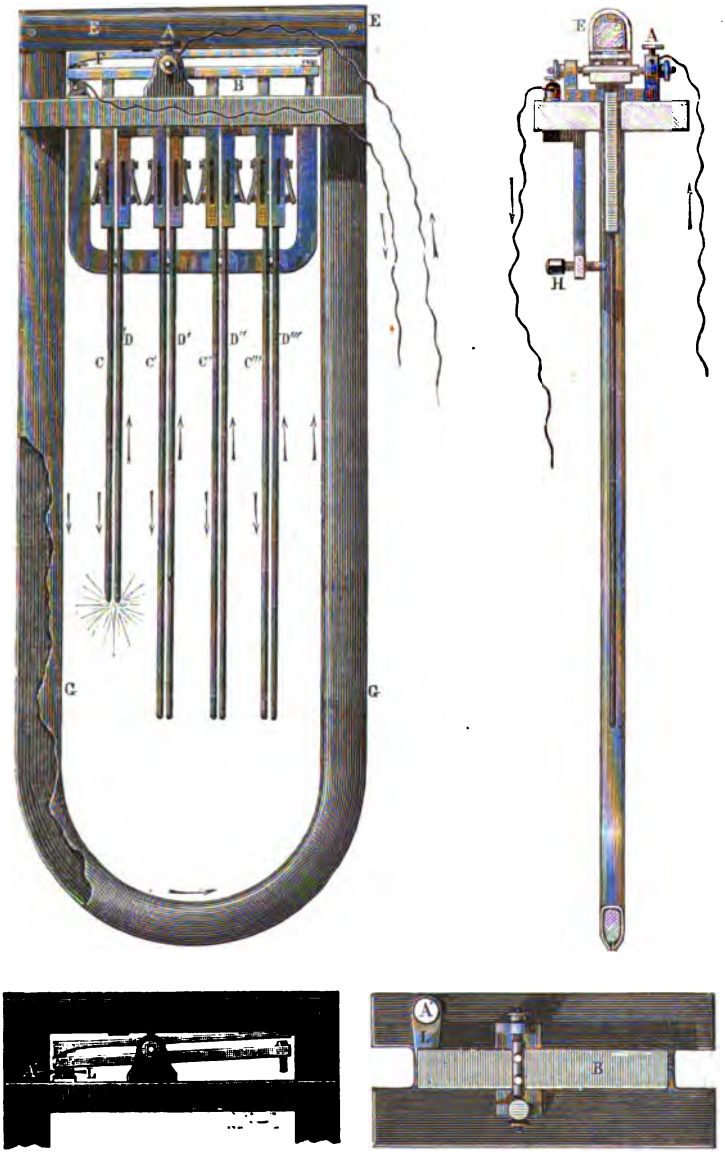
Fig. 5.

plique immédiatement par l'application des lois d'Ampère. Ce cadre métallique entoure complètement la bougie et est parcouru par le courant qui l'alimente. Son action s'ajoute à la répulsion exercée sur l'arc par les portions du courant qui traversent les charbons ; mais elle est beaucoup plus énergique, comme on peut s'en convaincre en renversant le courant dans le cadre sans le renverser dans la bougie.

M. Jamin emploie un système ingénieux d'allumage et de rallumage automatiques. Quatre bougies CD, C'D', C''D'', C'''D''' (*fig.* 6) sont disposées dans le même cadre GG : l'un des charbons C de chacune d'elles est mobile et s'appuie obliquement à son extrémité inférieure sur l'autre charbon fixe D. Dès que le courant est établi, il anime un électro-aimant E qui attire une palette F. Ce mouvement permet aux charbons mobiles de se redresser parallèlement aux charbons fixes et de former l'arc. L'inter-

valle des charbons n'ayant pas partout la même résistance, une seule

Fig. 6.



des quatre bougies s'allume. Quand elle est presque consumée,

l'arc électrique arrive au niveau de la vis H, une dérivation sans résistance est offerte au courant par l'intermédiaire de cette vis et la bougie s'éteint; mais, le courant cessant de passer dans le cadre, l'armature ramène les charbons mobiles à leur première position et une nouvelle bougie s'allume. Quand les quatre bougies sont consumées, la lampe est éliminée du circuit par un mouvement plus profond de la palette F.

Le système employé par M. Jamin se prête à un haut degré à la division de la lumière électrique. Grâce à une modification convenable, introduite dans la disposition de la machine Gramme pour éviter l'échauffement des fils, et en imprimant à la bobine mobile une vitesse de 1800 tours par minute, M. Jamin parvient à animer simultanément avec une seule machine Gramme de dimension ordinaire 60 brûleurs consommant ensemble 20 chevaux.

On remarquera que la lumière des brûleurs provient d'une part de l'arc électrique, d'autre part de la combustion des charbons dans l'air. La lumière de l'arc est constante pour un courant d'intensité donnée, et elle obéit à la direction du cadre : la flamme due à la combustion est variable avec l'état d'agrégation du charbon, présente des éclats et n'est pas susceptible d'être dirigée. On élimine cette dernière et on donne à la lumière toute la fixité désirable en renfermant les brûleurs dans des lanternes closes où l'air ne peut se renouveler. On évite aussi par là la formation de produits nitreux irrespirables aux dépens de l'oxygène et de l'azote de l'air.

On doit rattacher aux bougies électriques la lampe-soleil de MM. Clerc et Bureau, qu'on essaye en ce moment d'utiliser à l'Opéra pour l'éclairage du plafond de Baudry. Elle se compose de deux crayons de charbon engagés dans deux ouvertures que présente une masse de calcaire dur formé d'un assemblage de petits cubes. Ces charbons, dirigés obliquement l'un vers l'autre, descendent par leur propre poids à mesure qu'ils s'usent par leurs pointes. Entre les pointes existe un intervalle traversé par l'arc voltaïque et occupé par une masse réfractaire de chaux ou de magnésie. Sous l'influence de la haute température de l'arc, cette masse est portée à l'incandescence et fournit une belle lumière parfaitement fixe d'une couleur jaune orangé. Grâce à cette température, la matière réfractaire devient assez conductrice pour permettre l'emploi de

courants d'une intensité médiocre, même avec une longueur d'arc de 4^{cm}. Une traînée conductrice sert au premier établissement du courant. Cette lampe établit la transition entre les systèmes à arc voltaïque et les systèmes à incandescence.

VI. — Lampes a incandescence.

De nombreux essais ont été tentés pour utiliser l'incandescence que prennent des fils métalliques traversés par un fort courant. Ces essais n'ont pas réussi, parce qu'au bout d'un temps relativement assez court le fil métallique change de structure, s'altère et finit par se rompre. Dans toutes les lampes à incandescence actuellement employées le corps chargé de conduire le courant est le charbon.

On peut procéder de deux façons :

1° Dans l'air;

2° Dans le vide ou dans un gaz inerte.

Si l'on opère dans l'air, le charbon s'use peu à peu par la combustion, et il faut pourvoir à cette usure par le déplacement des charbons. D'autre part, cette combustion n'est compatible qu'avec l'emploi de baguettes de charbon d'un assez grand diamètre auxquelles on ne peut communiquer l'incandescence que par un contact imparfait. Si l'on opère dans le vide ou dans un gaz inerte, il n'y a plus de combustion; il devient alors possible d'employer des conducteurs de charbon parfaitement continus et d'une finesse extrême.

Lampes dans l'air. — Ces lampes sont constituées par une tige de charbon s'appuyant sur un bloc conducteur de métal ou de charbon. Telles sont les lampes Reynier et Werdermann perfectionnées par M. Napoli. La lampe Reynier a été décrite dans ce Journal par l'inventeur lui-même (1) : nous n'y reviendrons pas ici. La lampe Werdermann est fondée sur le même principe ; mais le charbon y est placé au-dessous du disque conducteur et monte par l'action d'un contre-poids. Ces lampes sont remarquables par la fixité et la continuité de leur éclat.

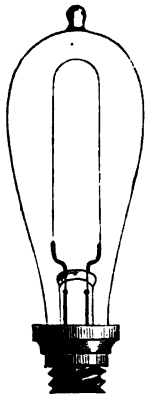
Lampes dans le vide. — Dans ces lampes, un fil très fin de

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. VI, p. 149, et t. VIII, p. 400.

charbon est illuminé dans toute sa longueur par le passage du courant. On obtient ainsi une lumière douce, de couleur orangée, ne blessant pas l'œil. Ces systèmes se prêtent à la division en un grand nombre de petits foyers et paraissent convenir mieux que les autres aux usages domestiques. Cette lumière a aussi l'avantage d'écarter les dangers d'incendie, les lampes étant enfermées dans un espace vide. Aussi les lampes Swan sont-elles déjà employées en Angleterre pour l'éclairage des galeries de mines, sans qu'on ait à redouter l'explosion du grisou.

Dans le système Edison (*fig.* 7), les fils, de la grosseur d'un

Fig. 7.



crin, sont obtenus par la carbonisation progressive des fibres de bambou. On les serre à leurs extrémités dans des pinces en platine, et l'on recouvre les points d'attache d'un dépôt galvanique de cuivre. Cet appareil est installé dans un globe de verre allongé, et les fils de platine en sortent à travers une pièce de verre à laquelle ils sont soudés. On fait le vide dans cette lampe avec une pompe à mercure et, vers la fin de l'opération, on porte le charbon à l'incandescence pour en chasser les gaz absorbés. La lampe peut, dans ces conditions, durer de 1000 à 1200 heures sans que le fil soit renouvelé. En marche normale, chaque lampe Edison est traversée par un courant de $0^{amp},76$. Les diverses lampes sont placées en dérivation, et la résistance de l'ensemble du circuit extérieur est ainsi très faible.

M. Maxim emploie des filaments provenant de la carbonisation partielle de feuilles de carton chauffées entre des plaques de fonte. Les filaments découpés ont la forme de la lettre M, afin de concentrer plus de lumière. Quand on fait le vide dans ces lampes, on y laisse rentrer un peu de carbure d'hydrogène, et l'on rend le fil incandescent. Le carbure décomposé dépose à la surface et dans les pores du fil des parcelles de charbon qui le rendent plus consistant et plus conducteur.

Les filaments des lampes Swan sont fabriqués avec des fils de coton qu'on plonge d'abord dans de l'acide sulfurique pour leur donner plus de consistance. On les introduit ensuite dans des récipients en terre qu'on chauffe au rouge. Les bouts du filament sont serrés dans des pinces qui terminent les deux fils de platine par où arrive le courant. Les filaments sont enroulés en spirale, de façon à faire un tour au centre de la lampe.

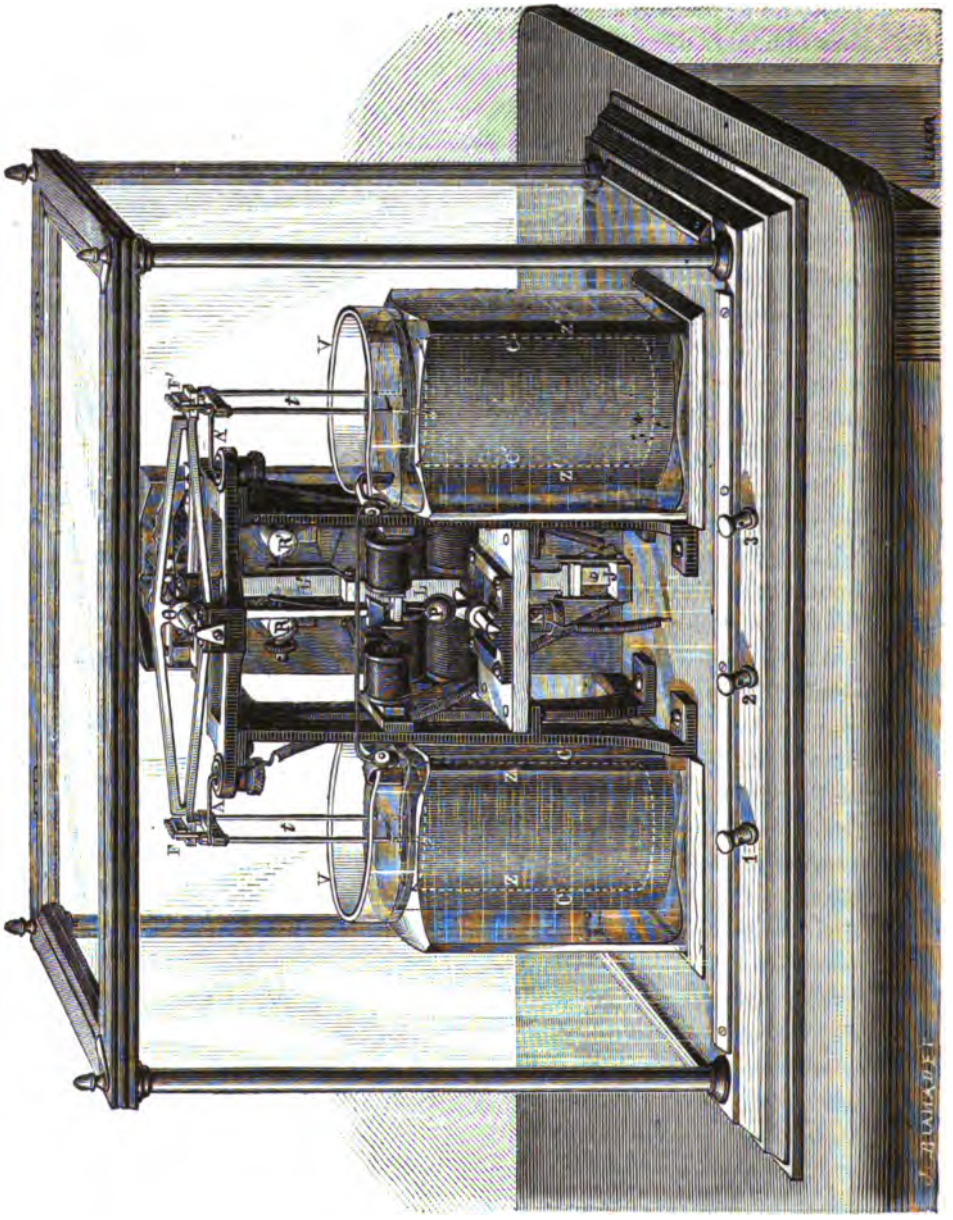
Dans le système Lane Fox, le charbon est constitué par des brins de chiendent carbonisés, ou par des fibres végétales vulcanisées et imprégnées d'oxychlorure de zinc. Les deux extrémités sont implantées dans des morceaux de plombagine où pénètrent, d'autre part, les fils de platine qui amènent le courant.

Les lampes Edison et Maxim sont accompagnées de tout un ensemble d'appareils destinés à les régler et à les alimenter. M. Edison emploie pour conduire le courant deux grosses tiges de cuivre demi-cylindriques, soigneusement isolées, qu'on peut enterrer au milieu des rues. C'est à ces tiges qu'on rattache, par un ingénieux système de raccords, les conducteurs secondaires qui doivent desservir chaque groupe de lampes. L'un de ces raccords a toujours lieu par l'intermédiaire d'un fil de plomb (*cutt-off*) qui entre en fusion quand le courant devient trop fort accidentellement et préserve ainsi les lampes de toute atteinte.

Les lampes peuvent être installées sur des supports articulés. Le courant passe d'une branche de support à la suivante par les platines des charnières sur lesquelles appuient des ressorts. Des clefs disposées sur ces bras permettent d'éteindre chaque lampe séparément par l'interruption du circuit.

L'observation d'une lampe placée dans le voisinage de la machine permet de contrôler l'intensité du courant. On peut la modifier à volonté en changeant la résistance du circuit inducteur

Fig. 8 (¹).



(¹) Cette figure, ainsi que les *fig.* 2, 3, 4 et 7, est empruntée au journal *La lumière electrique;* la *fig.* 1 au journal *l'Électricien;* les *fig.* 5 et 6 aux *Notes au petit Traité de Physique* de M. Jamin, par M. E. Bouty.

au moyen d'un commutateur circulaire dont chaque pièce est reliée à des bobines de résistances différentes. M. Edison construit aussi des chandeliers contenant un petit régulateur constitué par des charbons d'inégale grosseur : l'intensité obtenue varie avec le charbon traversé.

Des compteurs permettent d'apprécier la dépense d'électricité par le poids du dépôt de cuivre obtenu sur une lame de même métal dans un voltamètre à sulfate de cuivre traversé par une fraction déterminée du courant. On peut rendre ce compteur automatique en suspendant les lames de noms contraires de deux voltamètres de ce genre aux deux extrémités d'un fléau de balance (*fig.* 8). Il se produit un dépôt d'un côté, une attaque de l'autre. Les variations de poids des lames font trébucher le fléau, et, en même temps, un commutateur renverse le courant dans les voltamètres, de sorte qu'une nouvelle oscillation du fléau se produit bientôt en sens contraire. Il ne reste plus qu'à enregistrer ces oscillations par un appareil convenablement disposé.

VII. — Intensité de la lumière. — Sa distribution dans l'espace.

Nous avons évité, dans l'étude des différents systèmes d'éclairage électrique, de mentionner des chiffres relatifs à l'intensité de la lumière obtenue. C'est qu'en effet bien des circonstances peuvent faire varier l'intensité fournie par une lampe. Le travail consommé dans un foyer est en partie employé à produire de la chaleur obscure, en partie à donner de la lumière. Le rapport dans lequel ce partage s'effectue varie avec la température de la source lumineuse; la part de la lumière croît très rapidement quand la température s'élève. En conséquence, tout changement dans la puissance ou dans la vitesse de la machine motrice, dans la longueur que l'on donne à l'arc électrique ou au conducteur incandescent, dans le nombre des foyers illuminés par la même source, entraîne dans la quantité de lumière des variations qui ne sont pas proportionnelles à celles du travail dépensé. Il n'est donc pas possible de considérer comme comparables les résultats fournis par les divers systèmes dans des conditions qui ne sont pas identiques. Il faudra, pour établir la comparaison, une étude complète de ces conditions de

fonctionnement, et les difficultés d'un pareil travail sont considérablement accrues par ce fait que les divers foyers électriques n'ont pas la même couleur, de sorte que leur appréciation photométrique en candles ou en carcels est très incertaine et varie avec les observateurs.

Il résulte des expériences de M. Fontaine que, quand on a fait varier de 700 à 1000 le nombre des tours d'une certaine machine génératrice dans une minute, le nombre de becs Carcel obtenus par cheval-vapeur a varié de 130 à 285. La longueur de l'arc variant de 0^{mm} à 5^{mm}, le nombre des becs par cheval-vapeur a varié de 63 à 301. Généralement, les systèmes à incandescence exigent une dépense beaucoup plus grande que les systèmes à arc voltaïque pour la même quantité de lumière; les bougies sont intermédiaires. Tandis que l'arc voltaïque, d'une longueur de 3^{mm}, donne 231 carcels par cheval-vapeur, la bougie Jablochkoff en donne 49,2 et la lampe Swan seulement 16,66.

De nombreuses expériences ont été exécutées pour établir la comparaison entre les bougies Jablochkoff, les lampes-pendulum, les régulateurs Siemens et les phares Sautter et Lemonnier, dans le but d'adopter un système d'éclairage pour les quais de Rouen. Il a été reconnu qu'en prenant pour minimum l'éclairage donné par une lampe Carcel à $3^{m},50$ de distance, le rayon d'action de la bougie Jablochkoff est de 25^{m}, celui du phare Siemens, 65^{m}; celui du phare Sautter, $62^{m},50$. Dans ces conditions, la bougie Jablochkoff fournit 344 carcels par hectare, avec une dépense de $6^{ch},34$; le phare Siemens donne 281,9 carcels, avec $2^{ch},65$, et le phare Sautter et Lemonnier, 302 carcels avec $2^{ch},16$.

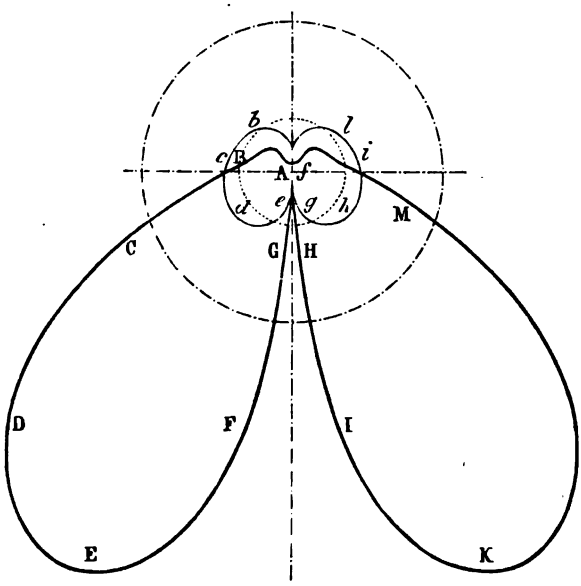
Il faut toujours faire en sorte d'envoyer le plus de lumière possible dans la direction qu'on se propose d'éclairer, ordinairement vers le sol. Dans la plupart des lampes, on s'efforce de disposer les organes du régulateur au-dessus du foyer pour éviter les ombres. On a reconnu que les quantités de lumière envoyées par l'arc voltaïque dans les diverses directions de l'espace sont très inégales, ce qu'il faut attribuer à l'inégale température des deux charbons. D'après les expériences de M. Rossetti (1), la température du char-

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. VIII, p. 257, et t. X, p. 456.

bon positif dépasse beaucoup celle du charbon négatif. Elles dépendent l'une et l'autre de l'intensité du courant. Celle de la pointe négative variait de 2100° à 2600°, tandis que celle de la pointe positive était comprise, dans les mêmes conditions, entre 2500° et 3900°.

M. Fontaine a étudié, au point de vue de la répartition dans l'espace, la lumière fournie par des courants continus et par des courants alternatifs. Il exécutait une série de mesures photométriques dans des directions faisant avec la verticale des charbons des angles qui croissaient de 0° à 180°. La courbe ABCDHKM (*fig.* 9) représente le résultat obtenu avec les courants continus, le

Fig. 9.



charbon positif qui est le plus lumineux étant placé en haut. L'intensité atteint son maximum entre 30° et 45° de la verticale inférieure. Elle est alors dix fois plus grande qu'à 135° de cette direction. Pour les courants alternatifs, on a *abcdhl* avec le même travail mécanique. L'intensité est la même dans le plan horizontal, mais l'intensité moyenne est beaucoup plus faible.

On voit que les courants continus comportent une perte très

faible de lumière vers le haut. On peut encore atténuer cette perte par l'emploi de réflecteurs, ou mieux de surfaces blanches capables de diffuser la lumière en la renvoyant vers le bas sans fatiguer l'œil. L'éclairage de la salle 15 à l'Exposition par trois régulateurs Jaspar s'est fait remarquer particulièrement par la bonne diffusion de la lumière. En combinant des miroirs avec des surfaces blanches diffusantes, M. Jaspar a réussi à éclairer les salles du Bureau central des Télégraphes belges, à Bruxelles, d'une façon très satisfaisante, tout en maintenant cachés les foyers qui fatigueraient la vue et en évitant dans l'espace les ombres portées et les grandes variations d'éclat. Cette répartition de la lumière dans l'espace peut acquérir autant d'importance que la production des foyers puissants, une partie plus ou moins grande de la lumière ne produisant pas d'effet utile.

DÉTERMINATION DES VENTRES DES TUYAUX SONORES A L'AIDE DES FLAMMES MANOMÉTRIQUES;

PAR M. A. HURION.

Le plus souvent, les flammes en question sont employées à montrer la position des nœuds de vibration, et l'on trouve dans les cabinets de Physique des tuyaux munis latéralement de capsules manométriques dont les flammes se mettent à vibrer quand on fait rendre au tuyau un son convenable. J'ai pensé que la méthode pourrait s'appliquer à un tuyau quelconque en y introduisant, par l'extrémité ouverte, un tube mis en rapport avec une capsule manométrique. L'expérience indique qu'avec un tube de $0^m,004$ à $0^m,005$ de diamètre la flamme se met à vibrer. Il m'a paru commode de coucher le tuyau horizontalement et de le faire parler à l'aide d'une soufflerie, en interposant un régulateur de pression de manière à bien maintenir la hauteur du son. Le tube explorateur, muni d'un repère et relié à la capsule manométrique par un tube de caoutchouc, se déplace le long d'une règle divisée.

Si l'on fait rendre au tuyau ouvert un de ses sons harmoniques et que, partant de l'extrémité, on enfonce progressivement le tube explorateur, on observe les phénomènes suivants.

A l'orifice du tuyau, la flamme est immobile; puis, bientôt, elle se met à vibrer; les dentelures de l'image donnée par le miroir tournant passent par un maximum et diminuent quand le tube s'enfonce davantage.

Pour une position donnée, ces dentelures disparaissent pour reparaître un peu plus loin. Quand le son est un peu intense, un déplacement de quelques millimètres suffit pour produire cette disparition et cette réapparition. Si le son est très faible, le déplacement doit être de quelques centimètres.

La théorie nous rend compte de ces particularités. En effet, dans une colonne d'air en vibration, la pression est périodiquement variable, sauf à l'endroit des ventres. Lors donc que l'extrémité du tube explorateur se trouve en un point quelconque du tuyau, les variations de pression qui s'y produisent se transmettent à la capsule manométrique et font vibrer la flamme. Si la membrane de la capsule n'offrait pas de résistance sensible, le mouvement ne devrait cesser qu'au moment précis où l'extrémité du tube coïnciderait avec un ventre. En réalité, la capsule est toujours un peu paresseuse, et le mouvement cesse un peu en deçà et un peu au delà des ventres. Cette cause perturbatrice sera d'autant plus appréciable que l'amplitude du mouvement vibratoire sera plus faible. Dans tous les cas, on obtiendra la position d'un ventre de vibration en prenant le milieu de l'intervalle qui sépare le point d'apparition et le point de disparition des dentelures de la flamme.

Cette méthode de détermination des ventres m'a paru plus commode pour les cours que le procédé classique du piston mobile. Elle est d'ailleurs assez précise, comme on peut en juger par les résultats suivants, obtenus avec un tuyau cylindrique de $1^{m},07$ de longueur et de $0^{m},03$ de diamètre.

Le tuyau rendant son troisième harmonique au-dessus du son fondamental, on a trouvé un premier ventre dont la distance à l'extrémité inférieure était comprise entre $27^{cm},2$ et $27^{cm},5$. La distance du second ventre était comprise entre 54^{cm} et $54^{cm},2$. Le troisième ventre se déterminait moins bien, car le tube explorateur altérait un peu le son. Quoi qu'il en soit, la demi-longueur d'onde du son produit était comprise entre $27^{cm},3$ et $26^{cm},8$, soit $27^{cm},06$. Quand on faisait rendre à ce même tuyau le second harmonique,

on trouvait que la distance du premier ventre à l'extrémité était en moyenne 37^{cm} et celle du second 73^{cm}. La longueur d'onde du son produit était dès lors comprise entre 37^{cm} et 35^{cm}, soit 36^{cm}. Or, si l'on multiplie ces longueurs par le nombre des parties dans lesquelles la colonne d'air se divise dans les deux cas, c'est-à-dire par 4 et par 3, on obtient les produits suivants : $1^{m},082$ et $1^{m},08$. La vérification est satisfaisante, et l'on voit de plus que le produit est voisin de la longueur du tuyau, ce qui montre que, dans ce cas, la perturbation à l'orifice est faible. Il n'en est pas de même sur les tuyaux plus larges : par exemple, avec un tuyau carré de $1^{m},16$ de long et de $0^{m},08$ de côté et rendant son premier harmonique, le ventre unique était situé à une distance de l'extrémité comprise entre 64^{cm} et $64^{cm},5$. En multipliant par 2 la valeur moyenne $64^{cm},3$, on trouve $1^{m},286$, nombre bien supérieur à la longueur du tuyau.

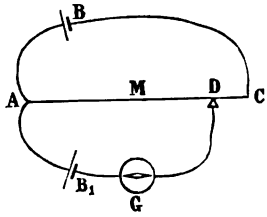
Quelques expériences m'ont appris que la méthode pouvait s'appliquer aux tuyaux fermés en perçant le fond d'un orifice de mêmes dimensions que celles du tube explorateur; mais les résultats sont moins nets.

COMPENSATEUR POUR MESURER LES FORCES ÉLECTROMOTRICES;

PAR M. SLOUGUINOFF.

D'après la méthode de M. du Bois-Reymond, on compare la force électromotrice e_1 d'une pile B_1 à la force électromotrice e_2 d'une

Fig. 1.



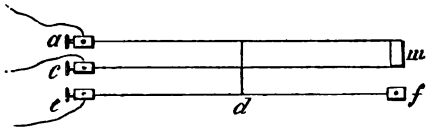
autre pile constante B (*fig.* 1). Soient r la résistance AD, R la résistance du circuit ADCB; on donne à r une valeur telle que

l'intensité soit nulle dans la dérivation DGBA, et l'on a

$$e_1 = e_2 \frac{r}{R}. \tag{1}$$

Pour faire varier r entre des limites étendues, j'emploie la disposition suivante (*fig.* 2). Deux fils am, mc de longueurs égales

Fig. 2.



sont tendus parallèlement et communiquent en m. Ils forment la branche AMDC de la *fig.* 1. Un curseur d glisse sur les fils et établit à volonté le contact avec l'un ou avec l'autre. La branche AB_1GD de la *fig.* 1, comprenant le galvanomètre et la pile B_1, s'attache d'une part en a, d'autre part à l'extrémité d'un troisième fil ef, tendu parallèlement aux premiers, et sur lequel glisse le curseur d. La résistance de la dérivation comprend ainsi une partie ed variable, mais cela est indifférent, puisque cette résistance n'entre pas dans la formule (1).

Cet appareil a figuré dans la Section russe, à l'Exposition internationale d'Electricité.

SUR LES PHOSPHOROGRAPHIES DU SPECTRE SOLAIRE;

PAR M. ED. BECQUEREL.

(Lettre adressée au directeur du *Journal de Physique*.)

Monsieur,

Dans le dernier numéro du *Journal de Physique* [1] se trouve un extrait du Mémoire de M. J.-W. Draper sur les phosphorographies du spectre solaire et sur les raies de la partie infra-rouge du

---

[1] 2e série, t. Ier, p. 105; février 1882.

spectre, qui ne font que reproduire, bien que moins complètement, les études que j'ai faites il y a longtemps à cet égard.

Les méthodes que j'ai données pour l'observation des raies du spectre solaire au moyen des actions chimiques ou des effets de phosphorescence remontent à 1841 (1), et sont antérieures aux premières notes publiées par M. Draper et rappelées par lui dans le Mémoire actuel (2); elles ont été exposées du reste dans plusieurs ouvrages depuis cette époque.

Quant aux raies de la partie infra-rouge du spectre observées à l'aide des effets de phosphorescence, on trouvera dans le *Journal de Physique* (3) la description de la méthode dont j'ai fait usage et (4) un croquis des principales raies, ainsi que les longueurs d'onde correspondantes. L'une des raies les plus fortes avait déjà été indiqué par moi il y a près de vingt ans (5).

J'ajouterai encore que j'ai fréquemment fait usage des reproductions photographiques des images spectrales reçues sur des surfaces enduites de matières phosphorescentes (6).

M. Draper ne faisant pas mention de ces recherches, je vous serai obligé de vouloir bien insérer cette lettre dans un des prochains numéros du *Journal de Physique*.

Veuillez agréer, etc.

ED. BECQUEREL.

SOHNCKE ET WANGERIN. — Neue Untersuchungen über die Newton'schen Ringe (Nouvelles recherches sur les anneaux de Newton); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XII, p. 1 et 201; 1881.

Des deux Mémoires publiés sur ce sujet, l'un, dû à M. Sohncke, est purement expérimental; l'autre, dû à M. Wangerin, purement

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XI, p. 702, 1841, et surtout *Bibliothèque universelle de Genève*, t. XL, p. 341; juin 1842.

(2) *Philosophical Magasine*, t. XXI, p. 348 et 455; novembre et décembre 1842.

(3) 1re série, t. VI, p. 137 (1877).

(4) *Ibid.*, p. 141.

(5) ED. BECQUEREL, *La lumière, ses causes et ses effets*, t. Ier, p. 144.

(6) *La lumière*, t. II, p. 165, etc.

théorique. Ils complètent et corrigent un travail antérieur de l'un d'eux (¹).

Premier Mémoire. — On sait que les anneaux de Newton semblent se produire dans l'intérieur même du système constitué par la lentille et la lame à faces parallèles. L'auteur s'est proposé de chercher la forme et la situation exacte dans l'espace de chacun des anneaux.

Les anneaux sont produits par la lumière monochromatique du sodium, réfléchie sur un système constitué par une lentille convexe ($R = 2^m,10$) et une lame à faces parallèles placée au-dessus. On les observe au moyen d'un microscope que l'on enfonce ou que l'on retire chaque fois dans sa monture jusqu'à ce qu'on obtienne la netteté maximum. Une division, tracée sur le tube du microscope, permet de connaître à chaque instant la quantitéd ont on a dû l'enfoncer ou le soulever. Pour pouvoir observer un point quelconque de l'un des anneaux, le microscope et sa monture sont susceptibles d'être déplacés dans deux directions rectangulaires, au moyen de deux vis micrométriques, horizontales, et dirigées à angle droit l'une par rapport à l'autre. L'appareil producteur des anneaux est fixe et parfaitement horizontal. Les résultats obtenus sont les suivants :

En déplaçant le microscope dans un même plan horizontal (au moyen de l'une ou l'autre des deux vis), on constate que, pour voir les anneaux le plus nettement possible, il faut tantôt tirer, tantôt enfoncer le microscope dans sa monture : les anneaux ne se forment donc pas dans un même plan horizontal.

I. Déplaçons le microscope dans le plan d'incidence qui passe par le centre des anneaux : l'intersection des anneaux avec ce plan est une droite, inclinée sur l'horizon, relevée du côté de la source. L'inclinaison de cette droite est maximum pour l'incidence $i = 55°$ environ, et atteint alors $19°,5$.

II. Déplaçons le microscope dans une direction perpendiculaire à la première, mais passant aussi par le centre des anneaux : l'in-

(¹) Wangerin, *De Annalis Newtonianis, Doct. Diss.* Königsberg, 1866, et *Ann. de Pogg.*, t. CXXXI; 1867.

tersection des anneaux avec ce plan est une droite horizontale, mais qui ne rencontre pas la première, étant située au-dessous d'elle.

III. Déplaçons le microscope de manière à suivre le contour d'un même anneau : on constate que ce dernier forme une courbe gauche. La totalité de la courbe se trouve presque toujours au-dessous du plan normal au plan d'incidence mené par les points de rencontre de l'anneau avec ce dernier plan.

IV. La projection d'un anneau sur le plan horizontal, faite dans la direction des rayons réfléchis, est un cercle qui obéit à la loi du carré des diamètres.

Second Mémoire. — Nous donnerons ici uniquement le principe des calculs de M. Wangerin. Supposons la source très éloignée, ou, ce qui revient au même, placée dans le plan focal d'une lentille. A chaque point de la source correspondra un faisceau de rayons parallèles, et susceptibles d'interférer. Considérons deux d'entre eux quelconques : l'un se réfléchit sur la seconde face de la lame à faces parallèles, et ressort en faisant avec la normale un angle égal à l'angle d'incidence; l'autre pénètre dans la lame mince, s'y réfléchit sur la surface convexe, mais, par ce fait même, à l'émergence, ne sera pas parallèle au premier. Ces deux rayons se couperont donc, soit par eux-mêmes, soit par leurs prolongements en un certain point F. Supposons maintenant le microscope réglé de manière à viser le point F. Les deux rayons considérés viendront rencontrer la rétine en un même point, et cela sans acquérir dans ce trajet aucune nouvelle différence de marche. Si donc nous avons choisi le point F de telle sorte que cette différence de marche, comptée jusqu'en F, soit $p\lambda$, le point F semble devoir correspondre au milieu de l'un des anneaux noirs.

Mais la source présente un diamètre apparent notable. On n'a donc pas à considérer uniquement un couple de rayons, tel que celui que nous avons choisi, correspondant à une certaine incidence i, et tels qu'à l'émergence ils se coupent en F; il nous faudra en même temps considérer une série de couples semblables au premier, et correspondant à une infinité d'angles d'incidence différents, voisins de i. Or, en général, la différence de marche pour

tous ces groupes a une valeur différente de $p\lambda$. Le point F ne sera réellement le milieu d'un anneau noir que si la somme des intensités des mouvements vibratoires produits en F par chacun des groupes des rayons est un minimum (¹).

Le calcul, dans ces conditions, serait extrêmement compliqué, d'autant plus que, pour être complet, il faudrait tenir compte des réflexions multiples à l'intérieur de la lame mince. Il se simplifie heureusement, si l'on tient compte des résultats suivants du calcul :

1° En tenant compte des réflexions multiples, on n'altère en rien les résultats obtenus en ne tenant compte que d'une seule réflexion dans la lame mince.

2° Le résultat obtenu reste le même, du moins dans le cas des expériences I et II, lorsque, au lieu de considérer tous les groupes possibles, on ne considère que les deux groupes définis par la condition que, des deux rayons émergents fournis par chacun d'eux, l'un soit dirigé suivant l'axe du microscope.

Dans les cas I et II, la concordance entre le calcul et l'observation est aussi complète que possible. Il n'y a divergence, parfois sensible, que pour les points des anneaux situés en dehors des plans principaux (plan d'incidence et plan perpendiculaire passant par le centre). Mais, dans ce dernier cas, les expériences sont extrêmement difficiles, car les anneaux n'acquièrent jamais une parfaite netteté.

J. Macé de Lépinay.

V. von LANG. — Ueber die Dispersion des Aragonits nach arbiträrer Richtung (Sur la dispersion de l'aragonite suivant une direction arbitraire); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XIV, p. 571; 1881.

L'auteur se proposait de chercher si, dans un cristal biaxe, les différents rayons qui se propagent suivant une même direction, ne coïncidant avec aucun des axes d'élasticité optique, ont des vitesses qui rentrent dans la formule de dispersion de Cauchy.

(¹) Il est à remarquer que les intensités s'ajoutent, car ces divers mouvements vibratoires correspondent à des points différents de la source, et ne peuvent interférer.

Pour cela, il a étudié un prisme d'aragonite dont une des faces coïncide avec la base rhombe, et dont l'arête est un des côtés de cette base rhombe.

La seconde face reçoit normalement un faisceau de lumière solaire; il se forme donc dans l'intérieur du cristal deux systèmes d'ondes planes, parallèles à la face d'entrée; à la sortie du prisme, il se forme deux spectres. M. von Lang emploie pour ces mesures un goniomètre particulier, où le cercle divisé fait corps avec la lunette, et où la plate-forme est fixée au vernier; cette disposition permet de rendre facilement une face du prisme normale au faisceau incident.

L'auteur mesurait séparément la déviation pour la raie D à l'aide d'une flamme à sodium, et les distances de la raie D aux autres raies du spectre, à l'aide de la lumière solaire. Les valeurs obtenues pour les indices ont servi à calculer les coefficients a, b, c de la formule de Cauchy :

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{c}{\lambda^4}.$$

Les différences entre les indices mesurés et les indices calculés à l'aide de la formule n'affectent que la cinquième décimale, et sont par conséquent de l'ordre des erreurs d'expériences. Voici ces différences :

Raies.	Indice maximum.	Indice minimum.
a.....	+ 0,0000026	+ 0,0000180
B	— 0,0000276	— 0,0000247
C	+ 0,0000298	+ 0,0000079
D	— 0,0000405	+ 0,0000034
E	— 0,0000047	— 0,0000124
F	— 0,0000843	+ 0,0000082
G	+ 0,0000346	— 0,0000006

H. Dufet.

MACFARLANE. — The disruptive discharge of electricity (La décharge disruptive d'électricité); *Phil. Magazine*, 5e série, t. X, p. 389; 1880.

L'électricité était empruntée à une machine de Holtz, dont le conducteur négatif communiquait avec le sol tandis que l'autre

conducteur était relié à une tige métallique pénétrant par une tubulure dans le récipient d'une machine pneumatique. Cette tige portait un disque de métal en face duquel on en avait installé un second communiquant avec le sol. Une balle métallique A, soigneusement isolée, était reliée par un fil avec le conducteur positif. Une seconde balle B, isolée de même et placée en face de la première, à une distance convenable, communiquait avec un des quadrants de l'électromètre de Thomson. Quand le potentiel de la balle A s'élevait par le fonctionnement de la machine, celui de la balle B s'élevait aussi, tout en conservant une valeur mesurable, jusqu'au moment de la décharge entre les disques, qui ramenait le repère de l'électromètre à sa position primitive. L'écart maximum de ce repère pouvait être considéré comme proportionnel à la différence de potentiel des électrodes au moment de la décharge, comme l'ont montré des expériences préalables exécutées en diminuant de moitié la charge de la balle A par le contact d'une balle égale.

Les expériences ont conduit aux résultats suivants :

Sous la pression atmosphérique, pour des longueurs d'étincelle variant entre $0^m,0025$ et $0^m,01$, on trouve entre la différence de potentiel V et la longueur s de l'étincelle une relation de forme sensiblement hyperbolique

$$V^2 = As + Bs^2.$$

Cette même forme de relation convient aux expériences faites dans d'autres conditions ; mais, pour une pression plus faible, l'axe transverse de l'hyperbole augmente tandis que l'axe imaginaire diminue. Quand on remplace l'air par de l'hydrogène, les axes diminuent tous deux, mais le second plus vite que le premier.

La force électrostatique $R = \frac{V}{s}$ ne reste pas constante, mais tend vers une valeur constante quand la longueur de l'étincelle augmente.

La tension électrique $p' = \frac{KR^2}{8\pi}$ va en diminuant de plus en plus lentement.

Quand on fait varier la pression p pour une même longueur d'étincelle, V est encore déterminé par une formule hyperbolique

$$V^2 = Ap + Bp^2.$$

L'axe transverse croît lentement et l'autre rapidement avec la longueur de l'étincelle. Avec l'hydrogène, le grand axe est trois fois plus long.

Les résultats ne sont pas altérés quand on change la capacité du conducteur par l'introduction de bouteilles de Leyde.

L'élévation de la température des électrodes diminue la différence de potentiel au moment de l'étincelle. Ce résultat reste le même, que l'étincelle passe entre des plaques ou entre des fils que l'on fait d'abord rougir par le passage du courant d'une pile.

En installant les disques dans une cloche cylindrique de verre contenant de l'air dont on élève progressivement la température, on reconnaît que la différence de potentiel décroît à mesure que la température de l'air s'élève. Cet effet ne paraît pas pouvoir être attribué entièrement au changement de densité de l'air.

La substitution aux plaques d'électrodes de faible dimension, comme des boules, des pointes coniques, altère la forme de la courbe obtenue. Les différences de potentiel sont aussi altérées légèrement si l'on met le conducteur positif de la machine en communication avec le sol, au lieu du conducteur négatif.

Quand on fait passer l'étincelle dans des liquides, comme l'essence de térébenthine ou l'huile d'olives, à des distances variables, la différence de potentiel est liée à la longueur de l'étincelle par une équation représentant une ligne droite

$$V = As - B.$$

L'auteur termine en donnant une Table des résistances spécifiques de diverses substances gazeuses et liquides, c'est-à-dire des forces électrostatiques maxima obtenues au moment du passage d'une étincelle de même longueur à travers ces substances, et de leurs résistances spécifiques, c'est-à-dire des tensions électriques atteintes au moment de l'étincelle. FOUSSEREAU.

Miss EVELYN M. WALTON. — Liquefaction and cold produced by the mutual reaction of solid substances (Liquéfaction et froid produits par la réaction mutuelle de substances solides); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XII, p. 290; 1881.

I. La liquéfaction de la glace au contact d'un sel solide n'est pas un fait isolé; on observe parfois une liquéfaction plus ou moins

complète lorsqu'on mélange deux sels solides dont l'un au moins est hydraté. On peut distinguer deux cas, selon qu'il y a ou non réaction chimique.

Dans le premier, la double décomposition complète ou partielle a lieu dans les mêmes conditions que lors du mélange de deux dissolutions. La réaction se traduit parfois par des dégagements d'acide carbonique, d'acide chlorhydrique ou d'ammoniaque qui, dans le cas ordinaire, seraient absorbés par le dissolvant et passeraient inaperçus. Il y a chance de liquéfaction lorsqu'un des sels peut être oxydé ou réduit; la chaleur peut faciliter cette liquéfaction. Les produits de la décomposition desséchés sur du plâtre conservent parfois une certaine quantité d'eau : ainsi

$$\begin{aligned} &Fe^2(AzO^3)^6, 18H^2O + 3(CaCl^2 6H^2O) \\ &= Fe^2Cl^6 12H^2O + 3[Ca(AzO^3)^2 4H^2O] + 12H^2O; \end{aligned}$$

les mélanges de $Fe^2(AzO^3)^6 18H^2O$ avec $NaCl$ et $Ca(AzO^3)^2 4H^2O$ avec $MgSO^4, 7H^2O$ donnent du perchlorure de fer et du nitrate de magnésie hydratés.

Dans le second cas, les sels contiennent le même acide ou la même base, il y a liquéfaction sans action chimique ni formation de sels doubles entre

$Fe^2Cl^6, 6H^2O$	et	$(Fe^2AzO^3)^6 18H^2O$,
$Fe^2Cl^6, 12H^2O$		»
$FeCl^2, 4H^2O$		»
$FeSO^4, 7H^2O$		»
»		$Fe^2Cl^6, 6H^2O$,
$Na^2C^2H^2O^2, 6H^2O$		$PbC^2H^2O^2, 3H^2O$,
»		$K^2C^2H^2O^2$,
»		$ZnC^2H^2O^2, 3H^2O$,
$Na^2SO^4, 10H^2O$		$ZnSO^4, 7H^2O$,
»		Li^2SO^4, H^2O,
$CaCl^2, 6H^2O$		$Fe^2Cl^6, 12H^2O$,
»		$CuCl^2, 2H^2O$.

II. Miss Walton a déterminé la plus basse température produite par divers mélanges, au moyen d'un calorimètre à plusieurs compartiments renfermant d'abord les sels pulvérisés. On mélange

ces sels dans un des compartiments, on agite vivement et l'on observe le thermomètre.

La température minima dépend des proportions et de l'état initial du sel : ainsi l'azotate de soude mélangé de soude donne un abaissement de température de — 17°, tandis que le même azotate formé par double décomposition de deux sels donne les abaissements de température indiqués dans le tableau suivant :

Nature des sels mêlés.		Temp. minimum.
$Pb(AzO^3)^2$	+ $Na^2CO^3 10H^2O$	— 17°
$Ba(AzO^3)^2$		— 13,7
$Cu^2(AzO^3)^2 6H^2O$		— 18
$Mn(AzO^3)^2 6H^2O$		— 14
id	id	— 26
$Zn(AzO^3)^2 6H^2O$		— 16,7
id	id	— 21,5
$Cr^2(AzO^3)^6 18H^2O$		— 22
$Fe^2(AzO^3)^6 18H^2O$		— 17
id	id	— 24

C. Daguenet.

AMERICAN JOURNAL OF SCIENCE AND ARTS; 1881.

1er semestre. — Volume XXI.

(suite.)

S.-P. LANGLEY. — La balance actinique (bolomètre), p. 187 (*voir* aussi *Proceedings of the Am. Academy of Arts and Sciences,* vol. XVI, p. 342).

L'instrument que propose le savant directeur de l'Observatoire d'Allegheny, et auquel il a donné le nom de *balance actinique,* puis de bolomètre, est destiné aux mesures de chaleur rayonnante et donne une sensibilité infiniment supérieure à celle des meilleures piles thermo-électriques. Il se compose d'un pont de Wheastone sur les deux bras duquel sont deux fils de fer extrêmement fins, dont l'un est maintenu à température constante, tandis que l'autre est soumis à la radiation que l'on veut évaluer. L'élévation de température de ce dernier fil produit un changement de résistance et, par suite, la rupture de l'équilibre du pont; la déviation du

galvanomètre, vu la petitesse de tous les effets, est proportionnelle à la quantité de chaleur rayonnée sur le fil.

Pour obtenir des effets appréciables et, en même temps, des indications rapides, il faut employer un fil de fer extrêmement résistant et en même temps d'une très faible masse. M. Langley est arrivé à former une bande de fer d'un peu moins de $0^{mm},5$ de largeur et de $0^{mm},004$ d'épaisseur; cette bande, repliée quatorze fois sur elle-même, forme une ligne sinueuse qui occupe un rectangle de $0^{m},007$ sur $0^{m},012$. Deux rectangles analogues sont disposés sur les bras du pont de Wheastone, et l'un d'eux est soumis à l'action de la chaleur rayonnante. D'après les premières mesures effectuées par l'auteur, cette disposition donne une sensibilité 200 fois plus grande que celle des piles thermo-électriques ordinaires des cabinets de Physique, et telle qu'on pourrait mettre en évidence une différence de température d'un *dix-millième* de degré centigrade entre les deux bandes.

Cet instrument, destiné à des recherches d'Astronomie physique, a permis, du premier coup, de mettre en évidence la chaleur rayonnée par la Lune. M. Langley s'en est servi aussi pour étudier la répartition de la chaleur dans le spectre solaire normal obtenu sans que les rayons traversent aucun autre milieu réfringent que l'atmosphère.

Les rayons solaires, après avoir traversé une fente, tombent sur un réseau gravé sur métal, et placé à 5^{m} de la fente; les rayons réfléchis sur le réseau sont reçus par un miroir de verre argenté qui forme sur un écran un spectre de premier ordre long de $0^{m},20$ (de $\lambda = 0,0004$ à $\lambda = 0,0007$). La petite bande de fer de la balance est alors exposée à différentes places dans ce spectre, et elle occupe à peine le trentième de la largeur du spectre visible; on opère donc sensiblement sur des rayons homogènes, ce qui n'avait pu encore être réalisé d'une manière satisfaisante pour le spectre de diffraction. Nous donnons ici les déviations observées, c'est-à-dire des nombres proportionnels aux quantités de chaleur qu'indique l'appareil dans les différentes régions du spectre.

$\lambda =$	0,00035	0,0004	0,0005	0,0006	0,0007	0,0008	0,0009
Déviations....	12	55	207	246	198	129	80
$\lambda =$	0,0010	0,0011					
Déviations....	58	41					

Contrairement à ce qu'on croyait jusqu'à ce jour, le maximum de chaleur serait donc non dans la partie ultra-rouge, mais dans le jaune orangé près de la raie D, et il y aurait identité entre la courbe des intensités calorifiques et la courbe des intensités lumineuses. Il serait certainement du plus haut intérêt de vérifier ces conclusions par une autre méthode. L'auteur ne donne du reste ces résultats que comme un premier aperçu de ce que l'on peut obtenir avec le nouvel instrument, et il est probable que nous aurons prochainement à y revenir et à indiquer de nouvelles applications du bolomètre.

J. TROWBRIDGE. — Effets d'un grand froid sur le magnétisme, p. 316.

M. Wiedemann avait déjà observé qu'un barreau aimanté refroidi jusqu'à — 25° perdait environ 4 pour 100 de son magnétisme. M. Trowbridge a essayé l'effet de froids beaucoup plus intenses. Le barreau aimanté était placé à l'est, puis à l'ouest d'une aiguille aimantée suspendue portant un miroir, de sorte que, la distance des deux barreaux restant constante, la tangente de la déviation de l'aiguille mobile était proportionnelle au moment magnétique du barreau déviant.

Ce dernier étant amené dans une position fixe, et la déviation étant notée, on entoure le barreau, sans le changer de place, d'un mélange d'acide carbonique solide et d'éther. La déviation diminue aussitôt, et la diminution continue avec le temps; au bout de quarante-sept minutes, le moment magnétique du barreau avait diminué des deux tiers. Après vingt-quatre heures d'exposition à sa température primitive d'aimantation, le barreau avait un peu augmenté de force, mais son moment magnétique n'était encore que la moitié du moment primitif, avant le refroidissement.

D.-P. TODD. — La parallaxe solaire déduite des photographies américaines du passage de Vénus, p. 491.

M. Todd, du Bureau du *Nautical Almanach* de Washington, discute les résultats des photographies du passage de Vénus, obtenues dans les huit stations d'observations. On sait que les photographies américaines permettent d'arriver au résultat de deux ma-

nières tout à fait indépendantes : par la mesure de la distance des centres des deux astres, et par celle de l'angle de position de la planète.

Les résultats ne sont pas encore tout à faits définitifs, par suite d'incertitudes dans la position de quelques-unes des stations. Quoi qu'il en soit, les deux valeurs de la parallaxe, ainsi que les erreurs probables, sont les suivantes :

D'après la distance des centres...	$8'',888 \pm 0'',042$
D'après les angles de position....	$8'',873 \pm 0'',060$

La valeur moyenne, calculée en attribuant à chaque détermination le poids convenable, serait enfin

$$8'',883 \pm 0'',034,$$

ce qui correspond à une distance moyenne des centres du Soleil et de la Terre égale à

$$148\,103\,000.$$

2e semestre. — Volume XXII.

Général C.-B. COMSTOCK. — Variation de longueur d'une barre de zinc à la même température, p. 26.

Une barre de zinc de 1^m de longueur a été comparée avec un mètre-étalon en acier, en employant toutes les précautions possibles. Une première comparaison ayant été prise à 2°, on a chauffé lentement la barre de zinc à 21°, puis on l'a laissée revenir lentement à la température première. Dans une autre expérience, au contraire, la barre a été refroidie jusqu'à — 19°. Après chacune de ces opérations, la barre, bien qu'à la même température, ne reprenait pas la même longueur, et on a constaté des différences qui atteignaient $0^{mm},015$. Des expériences analogues, faites avec une autre barre de 4^m de long, mesurée à 5°,5, ont indiqué un allongement de $0^{mm},029$, soit $0^{mm},007$ par mètre.

Le zinc présenterait donc des phénomènes analogues à ceux qui sont déjà connus pour le verre, et qui se manifestent par le déplacement incessant du zéro des thermomètres.

O.-T. SHERMAN. — Observations magnétiques faites dans le détroit de Davis, en août et septembre 1880, p. 49.

Ces observations ont été faites à divers endroits de la côte occidentale du Groënland et comprennent la déclinaison, l'inclinaison et l'intensité horizontale.

Il faut signaler dans ce pays de nombreuses attractions locales dues à la présence de roches ferrugineuses, et surtout des perturbations tellement grandes qu'elles dépassent tout ce qu'on pouvait imaginer. Ainsi à Lively, île de Disco, la déclinaison a varié, le 11 août, de N. 46°9′, 7 W. à N. 49°, 15′,3 W.; tandis que, le 18 août, on a observé au même endroit des déclinaisons comprises entre N. 67°54′, 1 W. et N. 68°52′, 4 W. Ce dernier nombre est à peu près celui qui convient au pays considéré; le 11 août, il y avait donc eu un orage magnétique qui avait dévié l'aiguille de plus de 20°.

A.-A. MICHELSON. — Sur le mouvement relatif de la Terre et de l'éther, p. 120.

Dans la théorie de l'aberration de la lumière, on suppose que la Terre se meut seule au travers de l'éther qui reste en repos. Pour contrôler cette hypothèse, M. Michelson a essayé de faire interférer l'un avec l'autre deux rayons qui ont traversé une même longueur dans l'air, mais l'un dans la direction du mouvement de la Terre, l'autre dans la direction perpendiculaire.

Avec une longueur de $1^m, 2$ seulement et en employant de la lumière jaune on trouve, dans l'hypothèse de l'éther immobile, que le rayon qui a voyagé dans la direction du mouvement de la Terre a dû parcourir $\frac{5}{100}$ de longueur d'onde de plus que l'autre.

En faisant tourner de 90° le plan des deux rayons, on fait porter la différence sur l'autre rayon; d'une position à l'autre, les franges d'interférence devraient donc se déplacer de 0,08 de frange, quantité mesurable.

L'expérience a donné un résultat absolument négatif; on doit donc en conclure que l'hypothèse d'un éther immobile n'est pas exacte et qu'il faut par suite abandonner l'explication que l'on donne ordinairement du phénomène de l'aberration.

Il n'est pas inutile de rappeler que, il y a longtemps déjà [1], M. Mascart a démontré que la réfraction par un prisme, les déviations des réseaux, les interférences de l'onde ordinaire et de l'onde extraordinaire du spath, la rotation du plan de polarisation des quartz sont des phénomènes indépendants de la direction des rayons lumineux par rapport au mouvement de la Terre.

EDWARD-S. HOLDEN. — Observations sur l'éclairement dans les lunettes employées pour voir la nuit, p. 129.

Sir W. Herschel avait déjà remarqué qu'un télescope de Newton de 20 pieds de longueur focale lui permettait de lire pendant la nuit l'heure sur le cadran d'un clocher alors que la vue simple ne permettait même pas d'apercevoir le clocher lui-même. M. Holden a vérifié ce fait et constaté qu'avec son équatorial on pouvait parfaitement apercevoir la nuit une tour surmontée d'une coupole, à la distance de 6340^{m}, bien qu'il n'y eût aucune raison pour rendre compte de cette visibilité.

H. DRAPER, C.-A. YOUNG, W. HARKNESS, E.-L. HOLDEN, LEWIS BOSS, A.-W. WRIGHT. — Observations sur la comète *b* 1881, p. 134-145, 260, 303.

A.-W. WRIGHT. — Observations polariscopiques de la comète *c* 1881, p. 312.

La grande comète de juin-juillet 1881 (*b* 1881) a donné lieu à un grand nombre d'observations physiques. Pour la première fois, M. Draper a pu obtenir des photographies du spectre de cet astre; ces photographies ont révélé, dans le violet et l'ultra-violet, l'existence de raies et de bandes qu'il sera intéressant de comparer avec les spectres de diverses substances.

M. Young, qui a observé la comète au spectroscope, a trouvé que toutes ses parties donnent un spectre continu, sur lequel viennent se superposer, dans la chevelure et la queue, quelquefois aussi dans le noyau, trois bandes brillantes dont les limites inférieures

---

[1] *Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, 2e série, t. I et III; *Journal de Physique*, t. IV, p. 129; 1875.

sont caractérisées par les longueurs d'onde 5629, 5165 et 4740. Ces trois bandes semblent concorder avec celles du spectre de la flamme des brûleurs Bunsen.

MM. Holden et L. Boss ont étudié les formes successives qu'a prises l'astre, et en ont donné de nombreux dessins.

M. Harkness a étudié également le spectre de la comète et est arrivé à des conclusions analogues à celles de M. Young. Il a cherché aussi si la lumière de cet astre était polarisée; il employait pour cela le polariscope de Savart et, malgré la sensibilité de cet instrument, il n'a pu parvenir à trouver la moindre trace de polarisation.

Au contraire, M. A.-W. Wright a étudié au polariscope la lumière émise par les deux comètes *b* et *c* 1881. Dans les deux cas, il a trouvé une polarisation bien nette dans un plan passant par le Soleil, ce qui contredirait un des résultats de M. Harkness. M. Wright a aussi déterminé la loi suivant laquelle la proportion de lumière polarisée varie avec la position de la comète et l'angle sous lequel elle nous renvoie la lumière solaire. Pour la comète *c* 1881, cela seul indique que l'astre était entièrement gazeux; au contraire, la comète *b* 1881 devait contenir des particules à l'état solide ou à l'état liquide.

E.-L. NICHOLS. — Sur la résistance électrique et le coefficient de dilatation du platine incandescent, p. 363.

On sait que les fils de platine sont très employés maintenant comme pyromètres pour mesurer les températures qui dépassent 500°. M. Nichols, après avoir déterminé simultanément la longueur et la résistance électrique d'un fil de platine chauffé à diverses températures par le passage d'un courant, calcule ensuite ces températures en partant soit de la résistance, soit de la longueur du fil et au moyen des diverses formules connues, celle de MM. Siemens, Benoît, Matthiesen, etc. Ces formules donnent les unes par rapport aux autres des différences de plusieurs centaines de degrés; l'auteur termine par les conclusions suivantes :

1° Toutes les formules en question sont fondées en plus grande partie sur des hypothèses inacceptables.

2° Les différences de résistance que présentent les divers échan-

tillons de platine sont telles qu'une formule donnée est tout au plus applicable à un seul échantillon particulier.

3° Avec les données que l'on possède actuellement, on n'est pas en mesure de calculer la température vraie d'un fil de platine, soit d'après ses changements de longueur, soit d'après ses changements de résistance.

Il faut donc se borner à donner pour la température des nombres arbitraires rapportés à la résistance ou à la longueur.

4° Comme la résistance change beaucoup avec les échantillons, on doit, toutes les fois qu'on le pourra, préférer la mesure de la longueur à celle de la résistance pour donner des indications sur la température.

E.-W. MORLEY. — Sur une cause possible de la variation de la proportion d'oxygène dans l'air, p. 417.

L'auteur a fait chaque jour une ou plusieurs analyses de l'air à Hudson (Ohio), pendant seize mois consécutifs. La proportion d'oxygène a varié de 0,20866 à 0,21006. Les différentes hypothèses que l'on a faites pour expliquer ces variations ne paraissent pas justifiées à M. Morley. En comparant la richesse de l'air en oxygène avec les cartes quotidiennes du temps, M. Morley croit reconnaître que, dans la plupart des cas, la proportion d'oxygène diminue quand la station se trouve dans une aire de hautes pressions, où l'air descend des hautes régions de l'atmosphère. Ces résultats se trouveraient donc d'accord avec la théorie de Dalton, qui veut que la proportion dans l'air du gaz le plus lourd, l'oxygène, aille en diminuant avec l'altitude.

ALFRED ANGOT.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XIII. — Février 1882.

C. VERNON BOYS. — *Appareils totalisateurs et autres pour la mesure des forces mécaniques et électriques*, p. 77.

HERBERT BARFIELD. — *Comparaison expérimentale des coefficients d'induction*, p. 95.

JOHN LE CONTE. — *Ombres sonores dans l'eau*, p. 98.

THOMAS CARNELLEY. — *Symétrie chimique ou influence de l'arrangement atomique sur les propriétés physiques des composés*, p. 112.

R.-H.-M. BOSANQUET. — *Battements des fausses consonnances*, p. 131.

R. CLAUSIUS. — *Détermination théorique de la pression de la vapeur et des volumes de la vapeur et du liquide*, p. 132.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XV. N° 2. — Année 1882.

E. SCHENK. — *Sur la polarisation elliptique de la lumière par réflexion à la surface de cristaux*, p. 177.

L.-M. CHEESMANN. — *Influence de l'écrouissage sur les propriétés magnétiques du fer et de l'acier*, p. 204.

H.-W. EATON. — *Sur le maximum d'aimantation des corps diamagnétiques et faiblement paramagnétiques*, p. 225.

E. GOLDSTEIN. — *Sur la réflexion des rayons électriques*, p. 246.

E. GOLDSTEIN. — *Sur l'influence de la forme du cathode sur la distribution de la lumière phosphorescente dans les tubes de Geissler*, p. 254.

E. GOLDSTEIN. — *Sur la relation entre la densité gazeuse et l'espacement des stratifications dans les tubes de Geissler*, p. 277.

E. GOLDSTEIN. — *Sur le spectre de bandes de l'air*, p. 280.

A. SCHULLER. — *Sur la formation de bioxyde d'hydrogène par la combustion*, 289.

A. SCHULLER. — *Réclamation au sujet de la chaleur de formation de l'eau*, p. 292.

K. ANGSTRÖM. — *Dilatation de l'eau par l'absorption des gaz*, p. 297.

A. KERBER. — *Théorie géométrique de la réfraction*, p. 308.

F. KESSLER. — *Minimum de rotation d'un rayon lumineux par la réflexion et la réfraction à la surface d'une sphère*, p. 330.

F. KESSLER. — *Minimum de déviation d'un rayon lumineux par un prisme*, p. 333.

F. KESSLER. — *Minimum du temps dans la réfraction de la lumière*, p. 334.

P. RIESS. — *Sur les ombres électriques*, p. 335.

E. MACH. — *Éclaircissement*, p. 336.

SUR UNE LOI SIMPLE RELATIVE A LA DOUBLE RÉFRACTION CIRCULAIRE NATURELLE OU MAGNÉTIQUE (1);

PAR M. A. CORNU.

La propriété singulière que possèdent certains corps de faire tourner le plan de polarisation de la lumière, propriété qui paraissait ne devoir être expliquée que par une connaissance approfondie de la constitution moléculaire de ces corps, a été, par un trait de génie de Fresnel, ramenée, comme explication, aux phénomènes ordinaires de propagation des ondes.

L'explication de Fresnel est fondée en effet :

1° Sur une *équivalence cinématique :* une onde à vibration rectiligne équivaut à la superposition de deux ondes à vibrations circulaires de sens inverses se propageant avec la même vitesse ;

2° Sur une *propriété physique* que Fresnel a découverte et vérifiée par expérience : dans les corps doués de pouvoir rotatoire comme le quartz, la vitesse de propagation des ondes à vibrations circulaires a deux valeurs différentes, suivant le sens de la description de la vibration : la vitesse la plus grande correspondant à la vibration circulaire de même nom que la rotation du quartz.

La théorie de Fresnel a été étendue immédiatement à l'explication du pouvoir rotatoire que le magnétisme développe dans les milieux transparents; l'adaptation était particulièrement naturelle après les beaux travaux d'Ampère sur l'identité des aimants et des solénoïdes. Cette extension a paru si naturelle, que la vérification expérimentale de la théorie de Fresnel appliquée aux phénomènes magnétiques n'a été, sinon faite, du moins publiée que dans ces derniers temps (2).

Les vitesses v', v'' des deux ondes circulaires inverses sont liées à l'arc α de rotation du plan de polarisation par la relation qu'on

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences,* t. XCII.

(2) A. RIGHI, *Nuovo Cimento,* t. IV, 1878; H. BECQUEREL, *Comptes rendus,* t. LXXXVIII, p. 334.

déduit de la théorie de Fresnel,

$$\alpha = \frac{\pi e}{\lambda}\left(\frac{V}{v'} - \frac{V}{v''}\right),$$

où λ est une longueur d'onde dans l'air de la radiation simple employée, V la vitesse de la lumière dans l'air, e l'épaisseur du milieu et π l'arc d'une demi-circonférence, égal à 3,14159.

J'ai été amené à rechercher une seconde relation entre ces vitesses, de manière à les déterminer toutes deux d'une manière complète; les faits observés peuvent se résumer sous la forme très simple que voici :

1° *Dans le quartz, la moyenne des vitesses de propagation suivant l'axe optique des ondes circulaires de sens inverses est sensiblement égale à la vitesse de l'onde ordinaire perpendiculairement à cet axe.*

2° *Dans le flint lourd de Faraday, la moyenne des vitesses de propagation des ondes circulaires de sens inverses séparées par l'action magnétique est sensiblement égale à la vitesse commune de ces ondes quand l'action magnétique est nulle.*

Expériences faites sur le quartz. — La propriété énoncée a été vérifiée sur toute l'étendue des radiations comprises entre le rouge et la limite des radiations ultra-violettes, c'est-à-dire depuis la raie n° 1 du cadmium ($\lambda = 643,7$) jusqu'aux raies n° 32 de l'aluminium ($\lambda = 185$). La méthode du prisme permet, en effet, de mesurer simultanément les trois vitesses en question : il suffit d'employer, fixés l'un au-dessus de l'autre, deux prismes de quartz ayant *exactement* leurs faces dans le même plan, l'un taillé suivant la coupe précédemment indiquée, le plan bissecteur de l'angle réfringent normal à l'axe optique, l'autre ayant l'arête parallèle à cet axe. Ce double prisme, placé sur la plate-forme du goniomètre de Babinet, donne quatre images de la fente éclairée avec une lumière monochromatique; trois d'entre elles sont très voisines et parfaitement équidistantes, si les deux prismes ont *exactement* le même angle (1). Celle du milieu est polarisée rectilignement,

(1) Il s'est présenté une particularité singulière qui m'a arrêté pendant quelque temps. Pour obtenir l'égalité parfaite des angles, j'avais fait tailler ensemble les

parallèlement à l'arête commune : c'est l'onde ordinaire. Les deux autres sont polarisées circulairement en sens inverses, comme dans l'expérience citée précédemment. La quatrième image représente l'onde extraordinaire.

L'observation micrométrique directe ne comporte qu'une approximation médiocre dans la région des radiations visibles, en raison de la faible distance angulaire des images; mais, dans la région ultra-violette, les mesures des clichés photographiques acquièrent une précision qui croît très vite avec la réfrangibilité, car la distance des images réfractées croît comme le pouvoir rotatoire, c'est-à-dire plus vite que l'inverse du carré de la longueur d'onde. De plus, l'influence relative d'une petite inégalité dans l'angle des deux prismes décroît rapidement avec la réfrangibilité : il en résulte que la netteté des vérifications est d'autant plus grande que la longueur d'onde est plus courte, contrairement à ce qui a lieu pour les lois seulement approximatives, comme la loi de Biot, où les divergences s'aggravent avec la réfrangibilité des radiations observées.

L'insuffisance de précision que donne la méthode du double prisme avec les radiations visibles m'a conduit à compléter les

---

d ux blocs de quartz; malgré cette précaution les angles des deux prismes n'étaient pas parfaitement égaux. Je fis recommencer le travail des surfaces : la même différence et dans le même sens se présenta encore; je fis alors construire séparément deux nouveaux prismes par deux habiles opticiens, en recommandant le plus grand soin dans la taille des faces : la même anomalie se présenta avec les deux doubles prismes comme précédemment. J'en conclus que l'anomalie était inhérente à la nature même du quartz : je ne tardai pas à reconnaître que l'inégalité de la dilatation du quartz dans les diverses directions en était la cause. Un calcul très simple, fondé sur les coefficients donnés par M. Fizeau, me permit en effet de déterminer la température à laquelle l'angle réfringent variable devient égal à l'angle réfringent fixe et à reconnaître que cette température, voisine de 30°, était celle que devait prendre le quartz pendant le travail de la taille et du polissage. Il suffit en effet de tenir le prisme dans les mains pendant quelques minutes pour constater, par l'observation des images réfractées, que les deux angles réfringents deviennent égaux.

On annule l'erreur provenant de cette cause en fixant des lames de glace parallèles à l'aide d'une goutte d'un mélange d'essences de girofle et de canelle ayant le même indice que le rayon ordinaire. Pour l'observation des radiations ultra-violettes les lames de verre étaient remplacées par des lames de quartz et le mélange d'essences par la glycérine : l'indice est un peu plus faible qu'il ne faut pour obtenir la compensation exacte, mais l'observation fournit le moyen de calculer la correction.

mesures par la méthode des interférences. L'expérience consiste à faire interférer deux faisceaux traversant respectivement deux blocs *parfaitement égaux* de quartz (¹), l'un dans le sens de l'axe optique, l'autre dans le sens perpendiculaire (biquartz à axes croisés). En polarisant la lumière blanche employée pour éclairer la fente lumineuse, de manière à ne laisser passer dans le second bloc que l'onde ordinaire, on observe deux systèmes latéraux de franges polarisées circulairement en sens inverses. A l'aide d'un compensateur spécial (qui n'est autre qu'un double tube d'Arago), on amène successivement la frange similaire de chaque système sous le réticule, et la moyenne des déplacements donne exactement la position de la frange centrale du système qu'on obtient en faisant passer les deux faisceaux simultanément à travers le même bloc. L'apparition de ce nouveau système de franges s'obtient par une légère translation transversale donnée au biquartz (²).

Expériences faites sur le flint lourd. — La loi relative au pouvoir rotatoire magnétique, en raison de la faible double réfraction développée et de l'opacité du flint lourd pour les radiations réfrangibles, n'a pu être établie que par la méthode des interférences. Les deux faisceaux passaient respectivement à travers deux blocs égaux de flint, l'un placé entre les deux armatures du gros électro-aimant de l'École Polytechnique, l'autre soustrait à l'action magnétique, soit par un éloignement suffisant, soit par l'insertion dans l'intérieur de l'une des armatures. La fente lumineuse était éclairée avec de la lumière polarisée circulairement vers la gauche dans la moitié supérieure, vers la droite dans la moitié inférieure (³). On obtient ainsi deux systèmes de franges, exactement sur le prolongement l'un de l'autre, lorsque le courant est inter-

---

(¹) On rencontre une anomalie analogue à celle qui a été signalée ci-dessus avec les prismes : on l'élimine de la même manière, en fixant sur chaque extrémité du double bloc une lame de crown bien parallèle avec une goutte d'un mélange d'essences ayant l'indice ordinaire du quartz.

(²) Je tiens à remercier M. J. Duboscq et M. Léon Laurent pour le concours empressé qu'ils m'ont apporté dans ces expériences et l'habileté qu'ils ont déployée dans la taille et le polissage des appareils de quartz dont j'ai eu besoin.

(³) A l'aide d'un prisme de Nicol et de deux lames *mica quart d'onde*. A cet effet, on coupe en deux la lame de mica à bords nets et bien rectangulaires et on colle les deux morceaux sur la fente, bord à bord, après avoir tourné l'un d'eux d'un angle droit.

rompu; mais les deux systèmes se séparent d'une quantité proportionnelle à l'intensité du champ magnétique lorsque le courant est fermé, et la moyenne de leurs positions reproduit leur position commune primitive. L'inversion du courant échange les déviations et double la précision des mesures. Malgré la petitesse des déviations, qui atteignent à peine $\pm \frac{1}{10}$ de frange, le caractère différentiel des mesures et la précision des pointés, qui dépasse parfois $\frac{1}{200}$ de frange, permettent d'affirmer l'égalité des variations de vitesse à moins de $\frac{1}{20}$ de leur valeur, approximation qui paraîtra déjà considérable, eu égard à l'ordre de grandeur du phénomène.

Énoncé plus général. — Bien que les expériences n'aient porté que sur deux substances particulières, comme ces deux substances réunissent, chacune dans leur genre, les conditions les plus favorables à la précision des mesures, je suis convaincu que les résultats obtenus doivent s'étendre à tous les corps similaires sur lesquels il serait plus difficile d'expérimenter.

L'analogie des deux lois obtenues dans des conditions si différentes semblerait même révéler une propriété optique générale de la matière pondérable relativement à la transformation des ondes lumineuses : en effet, ces deux lois sont susceptibles d'un énoncé commun indépendant des circonstances dans lesquelles elles ont été obtenues :

Le dédoublement d'une onde polarisée rectilignement en deux ondes polarisées circulairement en sens inverses s'effectue de manière que la moyenne des vitesses de propagation des ondes dédoublées soit égale à la vitesse de propagation de l'onde unique qui existe dans les conditions où les causes de ce dédoublement n'agissent pas.

La généralité de cette conclusion est trop éloignée des faits observés pour qu'on puisse l'accepter autrement que comme une conjecture; aussi ne me serais-je pas hasardé à l'énoncer si je n'étais en possession de faits analogues, rendant fort probable l'existence de relations de cette forme, que j'exposerai ultérieurement.

DÉTERMINATION DU POUVOIR ÉCLAIRANT DES RADIATIONS SIMPLES;

PAR MM. A. CROVA ET LAGARDE.

L'un des problèmes les plus délicats de la photométrie est la mesure du pouvoir éclairant des lumières de teintes différentes.

L'un de nous a déjà indiqué (1) comment cette question pourrait être résolue par l'emploi d'un spectrophotomètre; cette solution suppose connus les coefficients d'éclairement des diverses radiations simples qui composent la lumière à comparer.

Si la détermination de l'énergie radiante d'une vibration de longueur d'onde déterminée peut être exprimée exactement en unités calorifiques et mécaniques, celle de son pouvoir éclairant comporte toutes les incertitudes inhérentes à la mesure de sensations physiologiques variables avec chaque œil. Il n'existe aucune relation connue entre ces deux quantités; nous avons donc commencé par chercher quels sont, pour un œil déterminé, les pouvoirs éclairants des diverses radiations simples du spectre normal de deux sources de lumière : le Soleil et l'étalon Carcel.

Les travaux les plus connus sur ce sujet sont ceux de Fraunhofer (2) et de Vierordt (3), sur le Soleil; les résultats qu'ils ont obtenus sont peu concordants. La méthode que nous avons suivie repose sur le principe suivant.

Si l'on reçoit un spectre pur sur une page imprimée, on verra que, pour une intensité assez faible, les caractères seront encore aisément lisibles dans l'orangé, le jaune et le vert, tandis qu'on aura de la peine à lire ceux qui reçoivent les autres couleurs. Cette expérience bien connue montre que l'on peut considérer le pouvoir éclairant d'une lumière simple comme la propriété qu'a cette dernière de faire distinguer, sur un écran blanc qu'elle illumine, les petits détails (traits, caractères); on pourra les mesurer approximativement, comme l'ont fait plusieurs physiciens, en affaiblis-

---

(1) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCIII, p. 512; 1881.

(2) *Gilbert's Annalen*, XXVI, p. 297; 1817.

(3) VIERORDT, *Die quantitative Spectranalyse* (*Zeitschrift für Biologie*, t. XIV).

sant cette lumière jusqu'à ce qu'on ne puisse plus distinguer les caractères, et en prenant le rapport de l'intensité primitive à cette intensité limite. La valeur absolue de ces nombres variera avec la finesse des caractères, mais leur rapport sera sensiblement constant, et ne dépendra, en général, que de la longueur d'onde de la lumière considérée.

Mais pour obtenir des résultats comparables en appliquant ces principes, il faut disposer d'une méthode qui permette d'opérer assez rapidement dans toutes les régions du spectre pour éviter une trop grande fatigue de l'œil, qui soit assez sensible pour montrer des différences dans le pouvoir éclairant de deux plages très voisines, et qui donne des repères fixes pour opérer sur des radiations de même longueur d'onde dans des spectres qui ne présentent pas les raies fraunhoférienne. Le procédé suivant réalise toutes ces conditions :

La lumière à étudier (Soleil ou étalon Carcel) est reçue normalement sur la fente d'un spectrophotomètre recouverte d'une lame de verre sur laquelle est photographiée une division à traits très fins et très rapprochés; la direction de ces traits coupe normalement la fente. On voit alors un spectre pur sillonné d'un nombre considérable de stries longitudinales très fines. On rétrécit la fente de l'appareil de manière à n'avoir qu'un éclairage très faible, ce qui a un double avantage : la sensibilité des couches rétiniennes n'est pas affaiblie par une lumière trop vive; de plus, comme le dit Helmholtz [1], « quand l'éclairage est très faible, nous pouvons considérer l'intensité de la sensation comme proportionnelle à celle de la lumière »; car, pour de faibles éclairements, les courbes de variation de l'intensité relative aux diverses couleurs avec l'intensité objective de la lumière se confondent avec les tangentes à l'origine; autrement dit, l'intensité objective variant un peu, les intensités relatives aux diverses couleurs varient toutes dans le même rapport. Il n'est donc pas nécessaire, dans ces limites, d'avoir recours à une intensité de lumière déterminée, pourvu qu'elle soit assez faible.

Le spectrophotomètre portant un micromètre repéré aux diverses raies une fois pour toutes, on peut, en amenant dans tous

---

[1] *Optique physiologique*, p. 419.

les spectres la fente oculaire de la lunette sur une région déterminée, isoler les radiations simples comprises entre deux limites très rapprochées et connues. Un nicol fixe est placé derrière la fente et un second nicol, mobile sur un cercle gradué, est situé devant le prisme dispersif; par une rotation convenable, on affaiblit l'intensité de la plage considérée jusqu'à ce que les stries cessent d'être perceptibles. Le phénomène de la disparition des stries est plus délicat que l'on ne serait d'abord porté à le croire : par l'habitude, on arrivera à être sûr du degré ou de la fraction de degré, selon la région du spectre. On note d'ailleurs la rotation pour laquelle les stries disparaissent, puis celle pour laquelle elles réapparaissent, et l'on arrive bientôt à une position telle qu'un faible mouvement fait apparaître ou disparaître les stries.

Il est nécessaire, comme dans tous les spectroscopes, de changer la mise au point suivant la région du spectre. Toutefois, l'influence d'un réglage un peu défectueux est nulle dans les mesures; pendant la mise au point, l'œil s'accommode à des distances inégales et les images des stries apparaissent et disparaissent successivement; mais, à la suite de ce tâtonnement très rapide, l'œil se fixe et les images restent très nettes. De ce travail d'accommodation résulte même une fatigue spéciale, bien différente de la fatigue produite par une impression monochromatique prolongée sur la rétine. Cette dernière, qui est très faible avec la méthode suivie, provient en effet d'une altération des substances qui, dans la rétine, subissent une action photochimique; l'autre, qui se fait souvent ressentir autour de l'œil à la suite des expériences, n'a aucune influence sur la netteté des sensations lumineuses ; c'est une fatigue purement musculaire intéressant le muscle ciliaire.

Nous avons d'abord déterminé avec soin les divisions du micromètre qui correspondent aux raies fondamentales des spectres des chlorures et des principaux métaux, et nous avons tracé la courbe ayant pour abscisses les divisions du micromètre et pour ordonnées les longueurs d'onde. La forme obtenue par ce tracé graphique indique l'emploi d'une formule analogue à celle de la dispersion de Cauchy, $n = A + \frac{B}{\lambda^2} + \frac{C}{\lambda^4}$, dans laquelle n représente les divisions du micromètre et λ la longueur d'onde correspondante. Pour déterminer les valeurs les plus probables des coefficients A, B, C,

résultant de toutes les mesures, nous avons employé la méthode des moindres carrés; les équations normales donnant les valeurs numériques des coefficients, nous avons obtenu la formule

$$n = -82,55 + 0,419\frac{10^8}{\lambda^2} + 0,51\frac{10^{13}}{\lambda^4},$$

en exprimant λ en millionièmes de millimètre. L'accord de cette formule avec les valeurs données par la courbe pour des longueurs d'onde arbitraires a été parfait. La dérivée de cette équation donne pour chaque longueur d'onde le facteur tang φ, par lequel il faut multiplier les intensités du spectre prismatique pour les ramener à celles du spectre normal :

$$\tang\varphi = -0,838\frac{10^8}{\lambda^3} - 2,04\frac{10^{13}}{\lambda^5}.$$

Nous avons mesuré pour des longueurs d'onde comprises entre 480 et 740, de 25 en 25 unités, les rotations qui font évanouir les stries. Plusieurs séries ont été faites en notant des rotations à gauche et à droite, ce qui permet de déterminer la position du zéro; mais il vaut mieux déterminer préalablement le zéro au Soleil; avec une fente un peu large, l'intensité est aveuglante jusqu'au moment de la disparition, et, par une rotation très faible, la lumière réapparaît très intense. Les zéros obtenus précédemment ne différeraient que de 10′, en plus ou en moins, du zéro ainsi déterminé avec la plus grande précision. La connaissance de ce zéro donne les rotations vraies α, et l'on a par suite les pouvoirs éclairants $I = \frac{1}{\sin^2\alpha}$.

Pour le spectre solaire, la lumière, réfléchie par un héliostat, était diffusée par un écran en bois, blanchi au carbonate de magnésie : nous avons opéré par des ciels très purs, dans le voisinage de midi. Voici le Tableau d'une de nos séries au Soleil :

Série au Soleil (26 *novembre matin. De* 10^h50^m *à* 11^h25^m).
Ciel pur. Baromètre, 775^{mm}.

λ.	n.	α.	I.	tang φ.	I normal.
700.....	24,2	Lum. trop faible	»	0,3657	»
675.....	33,5	38°.20′	2,58	0,4181	1,07
650.....	44,5	21°.45′	7,28	0,4809	3,50

λ.	n.	α.	I.	tang φ.	I normal.
600.....	72,5	7°55′	52,71	0,6502	34,27
575.....	90,0	4.35	156,6	0,7654	119,9
560.....	102,2	4.25	168,6	0,8476	142,6
525.....	135,5	11.0	27,47	1,0906	29,95
500.....	166,0	19.40	8,82	1,3232	14,02
475.....	207,0	45.40	9,15	1,6256	3,17

Le tracé graphique des résultats donne le maximum de l'intensité prismatique $= 173$ à $\lambda = 564$, et le maximum de l'intensité normale $= 147$ à $\lambda = 563$.

Pour le spectre de la lampe, les variations de l'étalon Carcel sont corrigées de manière à ramener l'intensité à la valeur constante correspondant à la consommation de 42^{gr} à l'heure. Nous nous sommes servis, pour cela, de la balance automatique de M. Deleuil. La lampe allumée étant équilibrée avec une tare, on est averti du moment où l'équilibre est rompu par le détachement du marteau d'une sonnette. En plaçant ensuite 10^{gr} à côté de la lampe et en notant l'instant du nouveau déclanchement, on aura la durée de consommation de 10^{gr} d'huile. Il y a avantage, pour la rapidité des observations, à procéder d'une manière continue, à ajouter 20^{gr} à côté de la lampe, lorsque 10^{gr} ont été brûlés, puis 30^{gr}, etc., et à noter les temps des déclanchements successifs. La hauteur de la mèche et du verre étant convenablement réglée, on attend une demi-heure pour que la lampe prenne le régime normal; alors le temps nécessaire pour brûler 10^{gr} ne doit pas être inférieur à treize minutes ni supérieur à seize minutes. L'observation étant faite durant cette période, on pourra calculer les coefficients de réduction à la consommation normale [1].

Voici le Tableau de la marche de la lampe pour une de nos séries.

---

[1] Audoin et Bérard, *Ann. de Chimie et de Physique*, 3e série, t. LXV, p. 423.

Marche de la lampe, le 15 *novembre* (*soir*).

Poids brûlés.	Heure.	Différences.	Remarques.
	h m s	m s	
Départ.....	2. 0.15	13. 5	Allumage.
10gr.....	2.13.20	13. 8	
20.....	2.26.28	13. 9	
30.....	2.39.37	13.18	
40.....	2.52.55	13.24	
50.....	3. 6.19	13.36	Durée des observations.
60.....	3.19.55	13.43	
70.....	3.33.38	14. 0	
80.....	3.47.38	14.42	La mèche charbonne.
90.....	4. 2.20	15. 0	
100.....	4.17.20		

La fente du spectrophotomètre ne doit pas être exposée directement à la flamme de la lampe. Le plus léger déplacement de l'appareil ferait alors observer des régions inégalement éclairantes de la flamme. On projette l'image de la lampe au moyen d'une lentille achromatique, sur un papier blanc; puis, déplaçant ce papier en avant, on cherche la position pour laquelle le cercle paraît uniformément éclairé; c'est dans cette région que l'on devra placer la fente du spectrophotomètre.

Voici le Tableau de l'observation de la lampe le 15 novembre (soir).

Série à la lampe (15 *novembre soir*). *Marche régulière.*

λ.	*n*.	α.	Heure.	Durée de consommation de 10°.	I.	tang φ.	I normal.
			h m	m			
740..	4,0	Lum. trop faible	2.50	»	»	»	»
725..	16,5	34°40′	2.58	13,40	2,90	0,3217	0,93
700..	24,2	21.50	3. 3	13,40	6,78	0,3657	2,48
675..	33,5	11.35	3. 9	13,50	23,45	0,4181	9,80
650..	44,5	7.35	3.13	13,60	54,69	0,4809	26,30
625..	58,0	4.50	3.20	13,65	106,9	0,5571	59,58
600..	72,5	4. 5	3.30	13,71	189,4	0,6502	123,1
590..	79,2	4.10	3.33	14,0	185,7	0,6933	129,4
575..	90,0	5.45	3.35	14,0	97,67	0,7654	74,76
550..	110,5	7.30	3.42	14,0	57,55	0,9090	40,00
525..	135,5	13.30	3.45	14,35	18,44	1,0906	20,11
500..	166,0	24.20	3.50	14,70	6,06	1,3232	8,02

Le tracé graphique des résultats donne le maximum de l'intensité prismatique $= 194,2$ à $\lambda = 595$, et le maximum de l'intensité normale $= 131,0$ à $\lambda = 592$.

Enfin, pour le Soleil et pour la lampe, le maximum absolu étant relevé sur la courbe, nous avons réduit les ordonnées à celles qui correspondent à un maximum égal à 100.

Les courbes obtenues sont tangentes à leurs deux extrémités, à l'axe des longueurs d'onde; elles s'élèvent d'abord lentement, puis très vite dans le voisinage du maximum. Pour la lampe, la courbe est à peu près symétrique de part et d'autre du maximum. Pour le Soleil, l'ascension et la descente sont plus rapides que pour la lampe; la descente vers le violet est plus rapide que l'ascension du côté du rouge.

Voici les résultats déduits des deux séries les plus régulières, choisies parmi de nombreuses déterminations :

Longueurs d'onde.	Pouvoir éclairant : lampe.	Pouvoir éclairant : Soleil.
740.....	0,1	»
720.....	0,7	»
700.....	1,6	»
680.....	5,7	0,5
660.....	14,0	1,5
640.....	28,0	4,0
620.....	52,5	10,2
600.....	94,0	23,0
580.....	72,5	62,5
560.....	37,5	98,5
540.....	23,5	30,5
520.....	13,0	17,2
500.....	6,0	9,2
480.....	2,0	3,0

Le maximum, égal à 100, correspond, pour la lampe, à la radiation 592, et pour le Soleil à 564.

La discussion de ces résultats conduit à des conclusions qui sont d'accord avec la théorie de l'émission des radiations émises par les corps incandescents [1].

---

[1] *Journal de Physique*, t. VIII, p. 357.

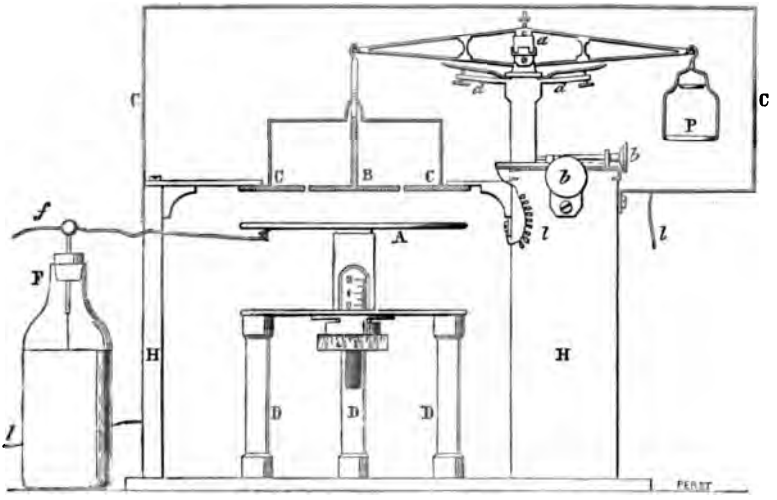
Les nombres obtenus devraient subir une légère correction, due à l'absorption exercée vers le violet par la matière des prismes. Nous nous proposons de continuer ces déterminations avec des prismes n'exerçant aucune absorption appréciable sur les radiations visibles.

MESURE DES POTENTIELS CORRESPONDANT A DES DISTANCES EXPLOSIVES DÉTERMINÉES.

PAR M. J.-B. BAILLE.

Je me suis proposé de mesurer les potentiels nécessaires pour faire jaillir une étincelle de longueur déterminée entre deux corps. L'appareil dont je me servais était une sorte d'électromètre absolu, formé par une balance ordinaire très sensible. Un des plateaux était un disque d'aluminium B, entouré d'un anneau de garde, et ce disque d'aluminium était attiré par un grand disque A, lequel

Fig. 1.



était porté par une vis micrométrique, de façon que la distance AB fût mesurée avec précision. Le fléau de la balance reposait sans pression sur un des supports *d*, réglé de telle sorte que le plateau

B fût dans le plan de l'anneau de garde, l'autre support *d* limitant le mouvement du plateau attiré.

Les poids équilibrant l'attraction se mettaient en P de l'autre côté de la balance. Le disque A était électrisé, et il attirait le plateau B. Sur le conducteur *f*, qui réunissait le disque A à la source d'électricité, était disposé un excitateur à vis micrométrique, réglant la distance explosive. Le potentiel du conducteur *f* était donc limité par cette longueur de l'étincelle, et il ne pouvait pas prendre une valeur plus grande. Une des premières difficultés à résoudre était de maintenir le conducteur au potentiel-limite pendant un temps assez long pour faire la pesée.

M. Thomson se contentait de faire jaillir une série continue d'étincelles; mais il faut remarquer que, dans ce cas, le potentiel ne reste pas constant. Après l'étincelle, le potentiel d'un conducteur est ramené brusquement à zéro ; de sorte que, lorsqu'un conducteur est déchargé par une série continue d'étincelles, son potentiel arrive très rapidement depuis zéro jusqu'à la valeur-limite. Les mesures données par l'électromètre correspondent alors à un potentiel intermédiaire inférieur à la limite ; c'est à cette cause que j'attribue la faiblesse des nombres donnés par M. Thomson, en 1860.

Je me suis servi d'un certain nombre de condensateurs F; de telle sorte que la capacité du conducteur était augmentée ou diminuée à volonté, jusqu'à ce que les étincelles ne se produisissent plus qu'à de longs intervalles. Le conducteur atteignait alors son potentiel lentement, et je mettais des poids en P, jusqu'à ce que l'attraction qui avait lieu au moment même de l'étincelle ne fût plus sensible. J'ai reconnu qu'un intervalle de cinq secondes était suffisant pour amener la constance dans la mesure de l'attraction.

Une autre difficulté a été de faire communiquer tout l'appareil avec le sol. Il est nécessaire que le plateau attiré B soit au potentiel zéro. La communication avec le sol est assez facile à obtenir. Sur le couteau qui supporte la balance ont été fixées deux petites tiges qui plongent dans des godets de mercure *a*. La communication est ordinairement suffisante; mais il faut éviter aussi le choc en retour. Sous l'influence des grandes quantités d'électricité dont je me servais, le disque et le fléau de la balance étaient électrisés par influence, pendant un instant très court, et cette électrisation pro-

duisait, entre les parois extérieures et le fléau, des actions qui pouvaient induire en erreur dans les pesées. J'ai évité ces actions par une communication très soignée avec le sol et par une boîte de garde C.

Je me servais, comme source d'électricité, d'une machine de Holtz à deux rotations inverses. Ce modèle est plus facile à construire que le modèle ordinaire, puisqu'il ne présente aucun plateau fixe percé de fenêtres diagonales, et, de plus, il fournit une plus grande quantité d'électricité, puisque quatre peignes sont alimentés par une rotation relative double des plateaux. J'ai reconnu fréquemment que le signe de l'électricité était indifférent, et que l'attraction était équilibrée par le même poids, qu'elle fût positive ou négative. Cependant, je trouvais plus commode d'employer l'électricité négative, la positive déterminant très facilement des aigrettes et des pointes très nuisibles à la bonne conduite des mesures.

J'ai vérifié, en effet, par de nombreuses mesures, que les aigrettes et l'étincelle n'étaient pas deux formes différentes d'un même phénomène, et qu'elles ne suivaient pas les mêmes lois. En particulier, la longueur de l'étincelle seule détermine le potentiel maximum d'un conducteur électrisé ; mais, si ce conducteur est déchargé par une aigrette, le potentiel maximum est déterminé non seulement par la longueur de l'aigrette, mais encore par la capacité du conducteur, le débit de la machine, etc., éléments qui ne sont pas toujours faciles à bien définir. Je me suis donc garanti avec le plus grand soin des aigrettes, et je n'ai étudié que les étincelles et les potentiels correspondants.

Les étincelles jaillissaient entre un conducteur et le sol. Il faut observer, en effet, que, lorsqu'une étincelle jaillit entre deux corps, chacun de ceux-ci est à un potentiel différent, et ces potentiels respectifs sont en raison inverse de leurs capacités. Pour avoir le potentiel correspondant à une distance explosive déterminée, il est nécessaire que l'un des conducteurs ait une capacité infinie et, par suite, un potentiel nul ; la capacité de l'autre conducteur restant finie est alors indifférente pour la mesure des potentiels.

Les mesures se font très régulièrement, et elles donnent des résultats très concordants, à tel point qu'ayant disposé mon appareil pour m'arrêter à la distance explosive $0^{cm},5$, j'ai pu aller plus loin

et atteindre la distance explosive 1^{cm}, la plus longue étincelle que peut donner la machine dont je me servais.

J'ai enfin étudié les variations du potentiel avec la courbure des surfaces polaires entre lesquelles jaillit l'étincelle. Je formais les pôles de l'excitateur soit avec des plans, soit avec des sphères extérieures. J'ai obtenu les résultats suivants :

1° Pour une même longueur d'étincelle, le potentiel est maximum lorsque les deux pôles ont la même courbure.

2° Le potentiel s'éloigne d'autant plus du maximum que la différence entre les courbures des pôles est plus grande et le potentiel plus élevé.

3° Pour une longueur déterminée d'étincelles, jaillissant entre des pôles d'égale courbure, le potentiel varie avec le diamètre de la sphère, et l'on peut trouver une sphère de diamètre tel que le potentiel soit maximum.

4° Le diamètre de ces sphères égales correspondant au maximum est d'autant plus petit que le potentiel est lui-même plus petit. Ces deux éléments grandissent ensemble, mais sans proportionnalité.

5° Les potentiels V correspondant à des distances explosives δ entre deux plans peuvent être donnés par l'hyperbole empirique

$$V^2 = 10500(\delta + 0,08)\delta.$$

Voici, du reste, un tableau, extrait de mon travail, donnant les potentiels pour des distances explosives entre des sphères égales :

		Sphères			
δ	Plans.	de 6^{cm}.	de 1^{cm}.	de $0^{cm},35$.	de $0^{cm},1$.
cm 0,10.....	14,70	14,78	15,25	16,04	16,10
0,2.....	25,42	25,59	26,78	27,13	21,91
0,2.....	35,35	36,12	37,32	36,29	24,12
0,4.....	45,28	46,34	47,62	41,77	26,03
0,5.....	54,36	55,06	54,66	47,21	30,00
0,8.....	84,83	87,98	77,61	58,79	33,82
1,0.....	105,49	112,94	83,05	59,49	36,24

Ces nombres sont donnés en unités absolues dérivées du sys-

tème C.G.S. Les nombres correspondant au maximum sont soulignés [1].

ÉTUDE SUR LA COMBUSTION DES MÉLANGES GAZEUX EXPLOSIFS;

PAR MM. MALLARD ET LE CHATELIER.

I. — TEMPÉRATURES D'INFLAMMATION.

Nous avons employé, pour mesurer les températures d'inflammation, un pyromètre en porcelaine, chauffé dans un four à gaz Perrot; nous le faisions fonctionner alternativement comme thermomètre à air et comme chambre de combustion. Un robinet en verre à deux voies permettait de le mettre en communication, d'une part, avec une machine pneumatique; d'autre part, avec des tubes mesureurs remplis soit d'air, soit du mélange gazeux expérimenté.

Pour mesurer la température du pyromètre, on y faisait le vide, puis on le laissait se remplir d'air, en mesurant le volume qui y rentrait ainsi. La connaissance de ce volume permettait d'obtenir, par un calcul très simple, la température. Cette détermination faite, on faisait de nouveau le vide et on laissait rentrer le mélange gazeux, en s'assurant si la combustion se produisait ou non à cette température. On reconnaissait que la combustion s'était produite soit par le bruit de l'explosion, soit par le changement de volume qui accompagne la combinaison de la plupart des gaz entre eux.

On répétait sur un même mélange gazeux un grand nombre d'expériences semblables, à des températures différant l'une de l'autre de quantités aussi petites que possible. On arrivait ainsi à trouver deux températures voisines, l'une supérieure, l'autre inférieure à la température d'inflammation. Les résultats obtenus par ce procédé sont très concordants.

Le tableau suivant donne le résultat de nos expériences :

---

[1] Le Mémoire complet paraîtra prochainement dans les *Annales de Chimie et de Physique*.

	Température d'inflammation comprise entre
Hydrogène.	
1° Hydrogène et oxygène (0,15 O, 0,85 H).....	560° et 570°
» » (0,30 O, 0,70 H).....	552 et 569
» » (0,66 O, 0,70 H).....	530 et 532
2° Hydrogène et air (0,70 air et 0,30 H ou 0,147 O, 0,30 H, 0,553 Az).....	552 et 553
» » (0,30 air et 0,70 H ou 0,063 O, 0,70 H, 0,237 Az).....	530 et 570
3° Hydrogène, oxygène et acide carbonique { 0,15 O, 0,35 H, 0,50 CO^2 }....	562 et 492
» » » { 0,21 O, 0,49 H, 0,30 CO^2 }....	560 et 595
Oxyde de carbone.	
1° Oxyde de carbone et oxygène (0,15 O, 0,85 CO).....	630 et 650
» » (0,30 O, 0,70 CO).....	645 et 650
» » (0,70 O, 0,30 CO).....	650 et 680
2° Oxyde de carbone et air (0,70 air et 0,30 CO ou 0,147 O, 0,30 CO, 0,553 Az).	650 et 657
3° Oxyde de carbone, oxygène et acide carbonique..... { 0,15 O, 0,35 CO, 0,50 CO^2 }.....	695 et 715
4° Oxyde de carbone, air et acide carbonique { 0,35 air, 0,15 CO, 0,50 CO^2 }....	715 et 725
Formène.	
Grisou et oxygène (0,70 O, 0,30 C^2H^4).....	600 et 650
» » (0,30 O, 0,70 C^2H^4).....	640 et 660

Le résultat le plus saillant de ces expériences est que la température d'inflammation des mélanges tonnants d'hydrogène, d'oxyde de carbone et de formène est peu modifiée par l'addition d'une proportion même considérable de gaz étrangers. Les écarts les plus grands ont été obtenus avec l'addition d'acide carbonique aux mélanges d'oxyde de carbone. L'action de ce gaz sur les mélanges d'hydrogène a été beaucoup plus faible. Ce résultat conduirait

donc à supposer que la température d'inflammation d'un mélange gazeux est influencée d'une façon particulière par les produits de sa combustion.

II. — Vitesse de propagation de la flamme.

Quand on enflamme un mélange explosif en un de ses points, la flamme se propage avec une vitesse très variable, suivant les circonstances. Les conditions qui paraissent exercer la plus grande influence sur cette vitesse sont la nature et la proportion des gaz entrant dans le mélange, la température et surtout l'agitation mécanique du mélange gazeux. La dernière de ces conditions, n'étant susceptible d'aucune mesure, doit être éliminée ; mais il est impossible d'obtenir ce résultat d'une façon complète.

Nous avons essayé d'aborder cette question au moyen de procédés très différents les uns des autres. Le premier que nous avons essayé, et qui avait déjà été employé par l'un de nous, consiste à faire écouler le mélange gazeux par un orifice en mince paroi, allumer le jet ainsi produit, et en diminuer progressivement la vitesse jusqu'au moment où la flamme rentre par l'orifice. On admet qu'à ce moment il y a égalité entre la vitesse de propagation de la flamme et la vitesse d'écoulement du gaz. Ce mode de procéder ne supprime pas l'agitation du mélange gazeux, mais la maintient toujours identique à elle-même d'un moment à l'autre. On obtient ainsi des résultats très concordants ; mais les conditions de l'expérience ne sont pas suffisamment définies, car on ne peut mesurer cette agitation intérieure du gaz, qui a certainement une influence sur les résultats observés. Cependant, la principale cause d'incertitude vient de ce que la vitesse n'est pas uniforme dans toute la section, qu'elle est moindre sur les bords de l'orifice. Il n'y a donc pas égalité absolue entre la vitesse de propagation et la vitesse moyenne d'écoulement du gaz que l'on détermine directement. Si donc les expériences sont faites dans des conditions comparables et, par suite, donnent des résultats très concordants, il n'est pas prouvé que les chiffres obtenus ne sont pas affectés d'erreurs systématiques considérables.

Nous avons obtenu les résultats suivants avec les mélanges de formène et d'air :

Proportion de formène sur 100 parties d'air.	Vitesse.
8,2	0,27
8,6	0,29
9,5	0,35
9,9	0,40
11,6	0,58
13,3	0,48
14,2	0,32
15	0,25

Le deuxième procédé que nous avons cherché à appliquer à la mesure des vitesses de propagation, le seul possible pour les mélanges rapides, consiste à introduire le mélange dans un tube fermé à une extrémité, ouvert à l'autre, l'allumer à l'extrémité libre, et mesurer le temps que la flamme met à parcourir la longueur du tube.

Enregistrement mécanique de la vitesse de la flamme. — Nous avons obtenu ce résultat en utilisant, pour donner les signaux, la pression même produite par l'explosion des mélanges gazeux. Nous avons fixé deux petites chambres sur la paroi extérieure du tube, et nous les avons fait communiquer, par un tube étroit, avec l'intérieur de celui-ci. Quand la flamme arrive dans le tube, devant un de ces orifices, elle le traverse et pénètre dans la chambre, où elle produit une pression intérieure d'autant plus forte, que la vitesse de propagation est plus grande et l'orifice plus étroit. On utilise cette pression pour actionner un tambour enregistreur Marey. La durée de propagation de l'onde comprimée dans le tube en caoutchouc qui reliait la chambre au tambour était de $\frac{5}{1000}$ de seconde. Les tubes des deux tambours étaient égaux; on peut, dans ces conditions, compter, dans la mesure des temps, sur une approximation supérieure à $\frac{1}{1000}$ de seconde. Ce procédé ne s'applique pas aux mélanges lents, car on est obligé d'élargir les orifices de communication pour permettre à la flamme de les traverser, et alors la pression est insuffisante pour faire fonctionner les tambours.

Après le procédé d'enregistrement, la seconde difficulté à résoudre était d'éliminer autant que possible les mouvements vibratoires. Nous avons obtenu les meilleurs résultats, ou plutôt les moins mauvais, en prenant un tube de grande longueur et mesu-

rant la vitesse, à l'origine de la combustion, sur la longueur la plus faible possible. Le mouvement vibratoire, en effet, est faible au début de la combustion. Il n'augmente qu'au fur et à mesure de la progression de la flamme; mais il augmente d'autant moins vite, qu'il faut plus de temps aux ondes formées à l'extrémité ouverte du tube pour aller se réfléchir à l'extrémité fermée et revenir.

Nous avons obtenu les résultats suivants, en mesurant la vitesse sur les 50 premiers centimètres d'un tube de 20^{m} de long. Les incertitudes sur ces chiffres ne sont que de 10 pour 100 :

H pour 100 du mélange.	Hydrogène et air.	Oxyde de carbone et hydrogène.		Gaz pour 100 du mélange.	Gaz d'éclairage et air.
20.....	2	CO+O....	2,2	12,5.....	0,83
25.....	2,8			15.....	1
30.....	3,4			17,5.....	1,16
35.....	4,1			20.....	0,9
40.....	4,4	H pour 100 du mélange.	Hydrogène et chlore.		
50.....	3,8				
60.....	2,3	75.....	5		

On voit que, pour les mélanges d'hydrogène et d'air, le maximum de vitesse correspond à la proportion de 40 pour 100 d'hydrogène; la proportion du mélange tonnant serait d'environ 30 pour 100. Ce résultat est analogue à celui que nous avons déjà observé pour le grisou; il résulte vraisemblablement de la conductibilité calorifique considérable de l'hydrogène.

Pour les mélanges dont la vitesse est supérieure à 5^{m} par seconde, les résultats ont été complètement discordants. Une nouvelle cause d'agitation vient se joindre aux mouvements vibratoires. La pression motrice nécessaire pour faire écouler les gaz brûlés devient assez importante pour produire, en arrière, une compression de la colonne de gaz non encore brûlée, et la mettre tout entière en mouvement. La vitesse s'accélère très rapidement, à mesure que la flamme avance dans le tube.

III. — Pressions produites par la combustion des mélanges gazeux.

L'appareil que nous avons employé pour cette deuxième série d'expériences se compose essentiellement d'une *chambre de combustion* et d'un *manomètre enregistreur*.

La chambre de combustion est formée par un cylindre en fer de 4^{lit} de capacité, dont le diamètre égale la hauteur ; l'inflammation est centrale.

Le manomètre enregistreur que nous avons employé est dû à M. Bourdon. Il consiste en un tube en laiton de section elliptique, tordu en forme de vis autour de son axe. Une aiguille, soudée perpendiculairement à l'axe de l'instrument, inscrivait ses déplacements sur un cylindre tournant avec une vitesse de 1^{m} par seconde.

Au moment de l'explosion, le manomètre était lancé avec une grande vitesse, et prenait un mouvement vibratoire très intense, qui s'éteignait ensuite graduellement. Pour diminuer l'amplitude de ces oscillations, on a rempli le corps du manomètre et le bas du cylindre d'eau, et en étranglant plus ou moins, au moyen d'un robinet, la communication de ces deux parties de l'appareil, on réglait le robinet de façon que l'amplitude maxima des oscillations ne dépassât pas $0^{mm},5$. On dessinait après coup les courbes tangentes aux deux sommets de ces oscillations, et on mesurait leurs ordonnées moyennes.

La graduation du manomètre fut faite, à différentes reprises, par comparaison avec un manomètre à mercure à air libre, formé par un tube en acier flexible de 2^{mm} de diamètre intérieur.

Vitesse de refroidissement. — Les courbes enregistrées sur notre cylindre tournant nous permettaient de déterminer immédiatement la loi des refroidissements des gaz depuis la température de combustion jusqu'à la température ambiante.

Nous avons trouvé, pour les gaz permanents, que, depuis 2700° jusque vers 600°, la variation de pression à chaque instant est exactement proportionnelle au carré de l'excès de la pression actuelle sur la pression finale

$$-\frac{d\varpi}{dt} = l(\varpi - \varpi_0)^2;$$

k est une constante dépendant de la densité des gaz; elle est proportionnelle à une puissance fractionnaire de la pression finale

$$l = l'(\varpi - \varpi_0)^{-1,75}.$$

Pour les températures inférieures à 600°, la loi du refroidissement se modifie progressivement; la vitesse devient proportion-

nelle à des puissances de moins en moins grandes de l'excès de pression. Ce résultat est d'accord avec les expériences antérieurement faites. MM. Witz, Jamin et Richard avaient trouvé des exposants compris entre 1,1 et 1,3 pour les températures inférieures à 200°.

L'acide carbonique donne, entre 600 et 1800°, la même loi que les gaz permanents; le coefficient de refroidissement l' seul est différent.

Au-dessus de 1800° jusqu'à 3000°, la loi du refroidissement est toute différente; la variation de pression est simplement proportionnelle à la première puissance des excès de pression

$$-\frac{d\varpi}{dt} = l''(\varpi - \varpi_0).$$

La chute de pression est beaucoup moins brusque qu'elle ne le serait pour la loi des carrés se prolongeant jusqu'à 3000°.

Ces différences accusent bien nettement l'existence d'une dissociation commençant vers 1800°. Le ralentissement de la chute de pression provient des quantités de chaleur cédées progressivement au mélange gazeux par la combinaison de la fraction dissociée.

Pour la vapeur d'eau, la loi du refroidissement est, à toute température, différente de celle des gaz permanents et de l'acide carbonique. La variation de pression est proportionnelle, depuis 3000° jusqu'à la température ambiante, à l'excès de la pression actuelle de la vapeur d'eau sur la tension de vapeur de l'eau à la température de l'enceinte

$$-\frac{d\varpi}{dt} = 0,378.\varpi_0^{-0,76}(\varpi - p_0);$$

ϖ est la pression absolue de la vapeur à un moment quelconque, p est la tension de la vapeur à la température de l'enceinte, ϖ_0 est la pression qu'aurait la vapeur d'eau à la température de l'enceinte si elle conservait l'état gazeux. Toutes ces pressions sont exprimées en mètres de mercure. La chute de pression est extrêmement rapide, car dans notre cylindre, dont le diamètre et la hauteur sont de $0^m,17$, la pression tombait, en un quart de seconde, de 5^m de mercure à la pression atmosphérique.

La continuité de la même loi, depuis 3000° jusqu'à la tempéra-

ture ambiante, semble indiquer que la condensation de l'eau sur les parois commence à se produire aux températures les plus élevées, et que la vapeur d'eau n'éprouve pas de dissociation notable, même à 3000°.

Quand la vapeur d'eau est mêlée à des gaz permanents dont la présence s'oppose à la condensation, la loi de refroidissement se rapproche peu à peu de celle de ces gaz. On retombe sur la loi du carré des excès de pression quand, à 1^{vol} de vapeur, on ajoute 2^{vol} d'oxygène ou 3^{vol} d'hydrogène.

La connaissance de la loi des chutes de pression permet de calculer, quand il n'y a ni condensation, ni dissociation, la loi des chutes de température, c'est-à-dire la loi du refroidissement proprement dite. On trouve ainsi, pour les gaz non condensables à la température de l'enceinte,

$$-\frac{d\theta}{dt}\ k\varpi_0^{-0,75}(\theta-\theta_0)^2.$$

Ces formules ne s'appliquent qu'au-dessus de 600°; on peut, en ajoutant un terme du premier degré $(\theta-\theta_0)$, représenter nos expériences jusque vers 100°. Nous avons trouvé ainsi la formule suivante pour l'acide carbonique

$$-\frac{d\theta}{dt}=0,000034.\varpi_0^{-0,75}[(\theta-\theta_0)^2+200(\theta-\theta_0)].$$

Ces formules donnent, aux températures inférieures à 100°, des résultats un peu différents de ceux que donnent les expériences de M. Witz; mais on pourrait les mettre d'accord au moyen d'un troisième terme correctif (¹).

Pression et température de combustion. — Les courbes de notre manomètre enregistreur ne donnent pas immédiatement la pression que produirait la combustion si l'on pouvait éviter toutes les pertes de chaleur, pression qui seule est intéressante à connaître. L'ordonnée maxima des courbes a déjà été influencée par le refroidissement pendant le temps que la combustion met à se pro-

(¹) Nous rappellerons que ces expériences n'avaient pas été spécialement entreprises en vue d'étudier les lois du refroidissement; il eût été préférable, en effet, de ne pas employer un cylindre dont les parois étaient humides.

pager dans tout le cylindre, et pendant le temps que le manomètre emploie à se mettre en équilibre de pression avec l'intérieur du cylindre. Il y a donc une double correction à faire subir à la pression maxima donnée par les courbes. Nous avons admis qu'en prenant, pour la loi des pertes de pression, celle qu'on observe après la fin de la combustion pendant la durée du refroidissement, nous ferions une correction trop forte. D'autre part, l'ordonnée maxima de nos courbes donnant certainement une pression trop faible, nous avions deux limites extrêmes de la quantité que nous cherchions ; en prenant la moyenne de ces deux limites, nous avions la chance de nous écarter le moins possible de la valeur exacte.

Connaissant ainsi la pression due à la combustion, et admettant qu'aux températures élevées le coefficient de dilatation de tous les gaz est le même, on peut facilement calculer la température de combustion.

On a, en effet, par définition,

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\varpi}{\varpi_0}.$$

Lorsque les gaz sont dissociables, on ne connaît plus ϖ_0, et, par suite, le calcul basé sur le ϖ_0 final, observé par refroidissement, ne donne plus rien.

Le tableau suivant donne les pressions et les températures déduites de nos expériences ; deux colonnes spéciales donnent les demi-écarts des limites extrêmes. Les points d'interrogation indiquent les températures que nous considérons comme inexactes, du fait de la dissociation :

Chaleurs spécifiques. — La connaissance des températures de combustion permet de calculer les chaleurs spécifiques moyennes à volume constant au moyen de la formule

$$Q = (me + m'e' + \ldots)(\theta - \theta_0),$$

en limitant, bien entendu, ce calcul aux températures pour lesquelles il n'y a pas de dissociation.

La première conséquence qui se déduit d'une façon évidente de nos expériences est que les chaleurs spécifiques des gaz permanents : hydrogène, oxygène, azote, oxyde de carbone, égales entre elles à la température ordinaire, sont encore égales entre elles à 2000°.

		PROPORTION du mélange tonnant.	GAZ EN EXCÈS						$\frac{P}{\lambda}$.	ERREUR possible.	TEMPÉRATURE.	ERREUR possible.
			H.	CO.	O.	Az.	CO^2.	HO.				
1	Oxyde de carbone.	0,375					0,605	0,027			2025	
2		0,35					0,63	0,02	6,8		1880	± 70
3		0,32			0,02		0,64	0,01	6,2	±0,3	1680	±100
4		0,313			0,02		0,66	0,01	6		1600	
5		0,432				0,55		0,018			2270	± 50
6		0,318				0,67		0,012			1900	
7		0,94				0,045		0,015	8,6		3350?	
8	Hydrogène.	0,67			0,323			0,007	8,3	±0,55	2740	±200
9		0,65	0,34					0,011	8,1	±0,45	2680	±150
10		0,492			0,49			0,018	7,2	±0,4	2190	±100
11		0,492	0,475					0,04			2190	
12		0,43				0,55		0,02			2080	
13		0,322	0,67					0,018	6,3	±0,45	1750	±150
14		0,332				0,652		0,014	6,3	±0,3	1750	±100
15		0,325			0,05	0,605		0,02	6,4	±0,3	1770	±100
16		0,190	0,541			0,253		0,015	5,15	±0,35	1240	±100
17		0,173	0,144			0,690		0,017	5		1140	
18		0,955				0,03		0,015	9,2	±0,2	3200	±100
19	Hydrogène et chlore.	0,74			Cl 0,025			0,01	7,1		1700	
20		0,512	0,472					0,016	7	±0,4	1785	±100
21		0,405	0,585					0,01	6,05		1500	
22		0,95	0,03					0,02	8,1		1975	
23	Cyanogène et air brûlant pour oxyde de carbone...								9	±0,2	2500	±100

En effet, des volumes égaux d'oxyde de carbone, d'oxygène, d'azote, ajoutés au mélange tonnant d'oxyde de carbone, donnent la même température. On a les mêmes résultats pour les mélanges contenant de l'hydrogène.

Acide carbonique. — La température de combustion du mélange tonnant d'oxyde de carbone et d'oxygène permettait de calculer immédiatement la chaleur spécifique de l'acide carbonique, s'il n'y avait pas de dissociation. L'étude de nos courbes de refroidissement montre que la dissociation de l'acide carbonique commence à devenir perceptible vers 1800°, et est encore très faible vers 2000°. Nous estimons qu'à cette température sa valeur ne s'élève pas encore à 5 pour 100. On peut obtenir des températures inférieures à 2000° en ajoutant des quantités convenables d'acide

carbonique au mélange tonnant d'oxyde de carbone. La discussion du groupe d'expériences (1), (2) et (3) du tableau précédent nous a conduit à admettre, comme valeur la plus probable de la chaleur spécifique moyenne de l'acide carbonique rapportée au volume moléculaire $22^{lit},22$, entre zéro et 2000°, le nombre 13,2.

Vapeur d'eau. — Connaissant la chaleur spécifique de l'acide carbonique, on peut s'en servir pour déterminer celle de la vapeur d'eau à la même température. Il suffit pour cela de comparer les températures de combustion de l'hydrogène et de l'oxyde de carbone, mêlés chacun avec un excès de gaz permanent tel, que les températures de combustion soient les mêmes. Nous avons trouvé ainsi, en comparant les expériences (6) et (12), le nombre 12,8 pour la chaleur spécifique moléculaire moyenne de la vapeur d'eau à 2000°.

Gaz permanents. — On peut, par le même procédé, déduire la chaleur spécifique des gaz permanents de celle de l'acide carbonique. En comparant les expériences dans lesquelles un même gaz combustible est mêlé soit à un excès d'acide carbonique, soit à un excès de gaz permanent, on trouve, pour la chaleur spécifique moléculaire moyenne des gaz permanents à 2000°, le nombre 7,5.

La chaleur spécifique des gaz permanents augmente donc considérablement avec la température; sa valeur est 5 à zéro. L'accroissement à 2000° serait donc de 2,5, soit 50 pour 100 de sa valeur initiale. Il est vrai que ce nombre, ne se déduisant qu'indirectement de la détermination de deux autres chaleurs spécifiques, présente moins de garanties d'exactitude.

NOUVEAU THERMOMÈTRE TRÈS SENSIBLE;

PAR M. A. MICHELSON.

Cet instrument, encore imparfait, n'a servi qu'à quelques essais, mais sa sensibilité est telle que je crois devoir en publier dès maintenant la description.

Je crois que c'est Edison qui, le premier, a profité du grand coefficient de dilatation du caoutchouc durci, pour accuser de petites variations de température, et l'admirable instrument qu'il

a imaginé, et qui porte le nom de *microtasimètre,* est tellement sensible qu'il accuse la radiation des étoiles.

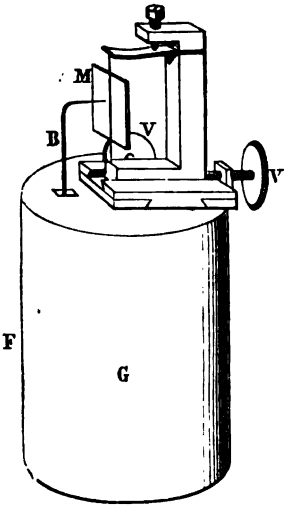
Dans cet instrument, la dilatation du caoutchouc comprime un bouton de noir de fumée, ce qui modifie sa résistance.

Le professeur Langley a aussi imaginé un instrument qui porte le nom de *bolomètre,* et dans lequel il se sert de la variation de résistance d'une lame de fer avec la température. L'instrument accuse une variation de $\frac{1}{10000}$ de degré.

Dans ces deux méthodes, on emploie un galvanomètre avec le pont de Wheatstone, tandis que dans mon instrument on ne se sert pas de ces accessoires.

Le principe employé est aussi celui de la dilatation du caoutchouc durci.

Fig. 1.



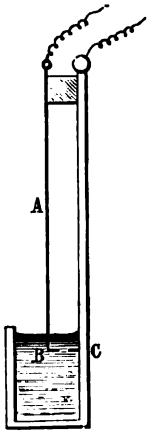
Une lame très mince de cette substance est collée sur une pareille lame de cuivre de 50^{mm} de longueur, 1^{mm} de largeur et environ $0^{mm},1$ d'épaisseur. L'extrémité inférieure de la lame double est fixe, et sur l'extrémité supérieure est collé un fil très fin de verre dont l'extrémité est inclinée à angle droit. Cette extrémité (*fig.* 1) s'appuie contre un miroir léger de verre argenté qui est suspendu à un fil de cocon, le bras de levier étant environ de 1^{mm}.

Lorsque la lame double s'échauffe, le caoutchouc se dilate beaucoup plus que le métal, la lame se courbe, et le fil de verre communique le mouvement au miroir ; on observe le déplacement au moyen d'une lunette et d'une échelle divisée, ou bien par le mouvement d'une tache de lumière.

La lame double est entourée d'une boîte creuse, métallique, à l'exception d'une fente qui se trouve en face de la lame, ce qui évite les changements brusques de température. La boîte creuse peut être remplie d'eau à 0°.

Dans l'expérience qui a été exécutée sous les yeux des membres

Fig. 2.



de la Société de Physique, j'ai fait, à dessein, un réglage un peu grossier pour éviter les oscillations dues aux variations de température, et, par conséquent, l'instrument n'avait pas son maximum de sensibilité. Évidemment, on peut augmenter celle-ci en diminuant le bras de levier du miroir ; et d'ailleurs, rien n'empêche l'emploi d'un levier auxiliaire par lequel le déplacement peut être amplifié dans un rapport égal à 100. La forme de la lame a été choisie rectiligne pour qu'on puisse employer l'instrument dans les recherches sur le spectre, mais si l'on a besoin simplement d'un thermomètre sensible, la lame peut être enroulée en hélice, comme dans le thermomètre Breguet, et la sensibilité peut être ainsi encore augmentée.

J'ai imaginé une modification (*fig.* 2), dans laquelle on emploie le galvanomètre et le pont de Wheatstone ; mais je ne l'ai pas encore mise à l'épreuve. Dans cette modification, la lame est renversée, et l'extrémité inférieure est plongée dans un liquide à grande résistance. En face de cette extrémité et à une distance aussi petite qu'on voudra, se trouve une pointe métallique, les deux servant comme électrodes. L'extrémité de la lame a un mouvement de 1^{mm} à peu près, pour une variation de 1° C. ; par conséquent, la variation de résistance, au lieu d'être de quelques millièmes, comme dans l'instrument du professeur Langley, peut être de 0 jusqu'à 1000 ohms.

En résumé, l'instrument que je viens de décrire a les avantages suivants :

1° Sensibilité presque illimitée ;
2° Promptitude d'action ;
3° Facilité de réglage ;
4° Simplicité extrême.

SYN. KOCH. — Ueber die Abhängigkeit der Reibungsconstante des Quecksilbers von der Temperatur (Sur les variations de la constante de frottement intérieur du mercure avec la température) ; *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIV, p. 1; 1881.

MM. E. Warburg et E. Villari ont vérifié que la loi de Poiseuille s'applique à l'écoulement du mercure par les tubes capillaires; toutefois la valeur du coefficient de frottement intérieur donnée par le premier de ces auteurs étant sensiblement la moitié de celle qu'a donnée le second, de nouvelles expériences étaient nécessaires.

La méthode de M. Koch consiste à mesurer le temps employé par une quantité donnée de mercure pour passer d'un réservoir dans un autre à travers un tube capillaire, sous une pression connue et à une température déterminée.

Les expériences ont été faites à des températures qui ont varié de $-21°$ à $+340°$; le diamètre des tubes capillaires a varié de $0^{cm},015$ à $0^{cm},005$, en nombre ronds.

Les résultats de l'observation peuvent se représenter exactement

par l'équation suivante, où t désigne la température et μ_t le coefficient de frottement intérieur en unités absolues C. G. S.

$$\text{Gr.}^1\ \text{Cent.}^{-1}\ \text{Sec.}^{-1}\ \mu_t = 0{,}016969 - 0{,}0000660525\,t. + 0{,}0000002084\,7\,t^2 - 0{,}0000000002455\,t^2.$$

Ainsi, comme on l'avait trouvé pour d'autres liquides, la constante de frottement diminue quand la température s'élève, rapidement d'abord, lentement ensuite. Les valeurs numériques s'accordent du reste avec celles de M. Warburg. R. Blondlot.

STRECKER. — Ueber die specifische Wärme des Chlors- Brom-, und Iodgases (Sur la chaleur spécifique du chlore, du brome et de l'iode gazeux); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIII, p. 20; 1881.

L'auteur détermine le rapport K des chaleurs spécifiques, à pression constante et à volume constant, du chlore, du brome et de l'iode, pris à l'état gazeux, en comparant, par le procédé de Kundt, les longueurs d'ondes qu'un même son produit dans l'air et dans l'un des gaz considérés.

Les expériences se font à des températures comprises entre 20° et 390°. On calcule la vitesse du son en prenant pour vitesse dans l'air à 0° le nombre $331^m,2$.

On a trouvé que les rapports K, correspondant aux gaz considérés, ne varient pas sensiblement avec la température, et qu'ils se rapprochent des valeurs théoriques, qui sont : pour le chlore, 1,323; pour le brome, 1,290, et pour l'iode, 1,300.

Le tableau suivant résume les résultats obtenus :

			Chaleur spécifique		
				à volume constant rapportée	
	Vitesse du son.	K.	à pression constante.	à l'eau.	à l'air.
Chlore....	$205^m,3$	1,323	0,1135	0,08731	0,2139
Brome.....	135,0	1,293	0,0550	0,04257	0,2358
Iode.....	107,7	1,294	0,03489	0,02697	0,2350

Les valeurs de K et de la chaleur spécifique à volume constant rapportée à l'air diffèrent de celles que l'on trouve pour les gaz

biatomiques qui suivent sensiblement les lois de Mariotte et de Gay-Lussac.

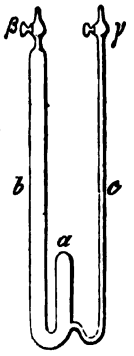
Pour ces derniers, le rapport de l'énergie du mouvement de translation des molécules gazeuses à l'énergie totale est, d'après M. Clausius, représenté par $\frac{2}{3}(K-1)$ et égal à 0,6. Il varie de 0,44 à 0,48 pour les gaz de la famille du chlore. E. Gripon.

D. KONOWALOW. — Ueber die Dampfspannung von gemischten Flüssigkeiten (Sur les tensions de vapeur des mélanges liquides); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XIV, p. 34 et 219; 1881.

L'auteur s'est proposé d'étudier les tensions des vapeurs émises par des mélanges de liquides miscibles en toutes proportions ou seulement en partie les uns dans les autres.

Son appareil consiste en un tube en U à branches analogue à un tube de Mariotte; la longue branche *b* (*fig.* 1), peut être fermée à volonté par un robinet β et l'extrémité de la courte branche *a* porte

Fig. 1.



un tube vertical étroit *c*, terminé par un robinet γ. La branche *a* étant remplie de mercure sec et l'appareil ayant été purgé de toute trace d'humidité par un courant d'air sec, on introduit le mélange à étudier dans la branche *c*, où il s'élève jusque auprès du robinet γ; on ferme alors γ et l'on fait communiquer *b* avec une machine pneumatique; l'air dissous dans le liquide se dégage et forme une

atmosphère à sa surface. En dilatant ce gaz par la chaleur, on fait passer en *a* une quantité convenable de liquide, puis on aspire ce qui en reste par le tube *c* et on ferme le robinet γ. La quantité de mercure que contient l'appareil est telle que la branche *c* se trouve alors pleine de mercure et qu'il en reste encore un peu dans la branche *b*. Le liquide à étudier est tout entier dans la chambre *a*.

L'appareil ainsi disposé est plongé jusqu'à moitié de sa longueur dans un bain d'eau dont on peut élever la température, indiquée par des thermomètres très sensibles. Le bain est lui-même entouré d'une enveloppe en bois présentant deux glaces de verre pour permettre les lectures. On fait communiquer *b* par un tube en T avec une machine pneumatique d'une part, un manomètre à air libre de l'autre. La tension de la vapeur se déduit de la hauteur barométrique et de la différence de niveau du mercure dans les deux branches du manomètre et dans les tubes *a* et *b*; cette dernière était ramenée à l'aide de la machine pneumatique et du manomètre à ne pas dépasser 5^{mm}.

Des expériences effectuées avec cet appareil sur l'eau distillée donnèrent des résultats tout à fait satisfaisants.

M. Konowalow a étudié les mélanges avec l'eau des quatre premiers termes de deux séries homologues, celle des alcools et des acides gras. Il déterminait d'abord, à différentes températures, les tensions du liquide qui devait être mélangé à l'eau et qui avait été purifié et desséché avec le plus grand soin. Puis il en formait avec l'eau un mélange de composition en poids connue; il déterminait les tensions de ces divers mélanges à des températures aussi identiques que possible, et il construisait des courbes de tension en prenant pour abscisses les proportions en centièmes du liquide mélangé à l'eau et pour ordonnées les tensions. Il avait donc une courbe correspondant à chaque température observée.

Les courbes de l'alcool méthylique ne présentent ni maximum ni minimum. Il en est de même pour l'alcool ordinaire. Pour l'alcool propylique, il y a un maximum correspondant à une teneur de 75 pour 100 d'alcool, et la partie moyenne de la courbe est faiblement inclinée sur l'axe des abscisses. L'alcool butylique ou plutôt isobutylique (le seul que l'on puisse obtenir en quantité suffisante, et qui partage, avec l'alcool normal, la propriété de ne se dissoudre que partiellement dans l'eau pure) présente aussi un

maximum, et la partie moyenne est une droite parallèle à l'axe des abscisses; son ordonnée est celle du maximum. On voit donc dans cette série la gradation vers le cas *limite* de l'insolubilité absolue, dans lequel la courbe se compose de deux ordonnées extrêmes isolées et d'une droite horizontale dont l'ordonnée est égale à la somme des ordonnées extrêmes.

La série des acides donne, pour l'acide formique, un minimum correspondant au mélange qui contient 70 pour 100 d'acide. La tension pour la plupart des mélanges est inférieure à celle des liquides séparés. Pour les acides acétique et propionique les tensions sont à peu près constantes quand la proportion d'acide varie de 0 à 60 pour 100, puis baisse rapidement. L'acide butyrique présente un maximum.

Voici les conclusions que l'auteur tire de ses expériences.

1. *Liquides miscibles en toutes proportions.*

On voit très simplement que, si A et B sont les proportions des liquides dans le mélange, a et b leurs proportions dans la vapeur,

Si la courbe des tensions est ascendante, $\frac{a}{b} > \frac{A}{B}$,

Si » descendante, $\frac{a}{b} < \frac{A}{B}$,

Si elle présente un maximum ou un minimum, $\frac{a}{b} = \frac{A}{B}$.

Donc, dans le cas du maximum et dans celui du minimum, la composition de la vapeur est identique à celle du liquide restant.

Les mélanges liquides se diviseront en trois groupes.

1° Mélanges ne présentant ni maximum ni minimum. Il n'y a pas de point d'ébullition fixe, la composition variant par l'évaporation. Finalement, le liquide qui a la plus faible tension reste.

2° Mélanges présentant un maximum. Les premières portions qui passent correspondent à la tension maxima. On peut séparer, en redistillant ces premières portions et ne gardant encore que les portions qui passent, un liquide correspondant au point d'ébulli-

tion minimum; en traitant de même les dernières portions, il reste finalement un seul des deux liquides, dont la nature dépend du reste de la proportion des liquides dans le mélange primitif. Ainsi, pour l'acide butyrique, un mélange qui contient 17 pour 100 d'acide finit par donner de l'eau pure; un autre qui contient 40 pour 100 d'acide donne de l'acide pur.

3° Mélanges présentant un minimum. Le liquide final doit avoir la composition répondant à la tension minimum. Quand le mélange a précisément cette composition, il bout à une température constante, supérieure au point d'ébullition des deux liquides séparés.

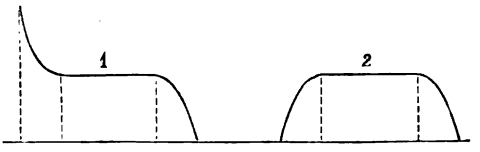
2. *Liquides solubles en partie les uns dans les autres.*

Après l'agitation, il se forme deux couches formées chacune par une dissolution saturée de l'un des liquides dans l'autre. La saturation pour une même température ne dépend que de la concentration des liqueurs.

Si n est la proportion du 1er liquide dans la couche inférieure,
m » du 2e » supérieure,

le rapport $\frac{A}{B}$ des deux liquides peut varier de $\frac{n}{1}$ à $\frac{m}{1}$ sans que la tension varie. Donc *les deux couches saturées doivent avoir la même tension.* La courbe des tensions pour un pareil mélange doit donc présenter une partie moyenne parallèle à l'axe des abscisses. On démontre aisément que la courbe ne peut avoir que la forme 1 ou la forme 2. La forme 2 (*fig.* 2) répond au cas où la tension est plus grande que celle des liquides séparés.

Fig. 2.



L'égalité de tension des deux couches pour plus de deux liquides ou pour deux liquides et des corps solides est encore vraie et a été vérifiée directement par l'auteur.

3. *Distillation des liquides se séparant en deux couches.*

1° Il n'y a que deux liquides. Point d'ébullition constant entre les limites $\frac{n}{1}$ et $\frac{m}{1}$, en général plus bas que celui des composants.

2° Il y a plus de deux liquides. Plus de point d'ébullition constant. CH. GOMIEN.

A. SCHULLER. — Ueber die Bildungswärme des Wassers (Sur la chaleur de formation de l'eau); *Ann. der Physik und Chemie,* t. XIV, p. 226; 1881.

Ce Mémoire est une réponse aux critiques que le Dr Von der Than adresse, dans ses recherches de Thermochimie (1), au travail fait sur le même sujet par l'auteur, en collaboration avec le Dr Wartha (2).

Il remarque d'abord que l'on peut distinguer deux chaleurs de combustion, l'une E_p à pression constante, l'autre E_v à volume constant. C'est cette dernière qu'a déterminé M. Von der Than. La différence $E_p - E_v$ représente le travail extérieur produit dans le changement de volume; d'après l'auteur, elle est égale, pour l'unité de masse d'eau, à 403^{cal}.

La vraie chaleur de formation peut se déduire, soit de E_v, soit de E_p. M. Von der Than se contente de retrancher de E_v la chaleur latente de la vapeur à 0°, ce qui donne un résultat inexact, car la liquéfaction devait commencer à 96°,4; il faut donc introduire la chaleur totale de la vapeur. Il faut échauffer les gaz à 96°,4, ce qui absorbe $-N_1^{cal}$, puis les combiner, ce qui dégage la chaleur cherchée E, laisser refroidir à 96°,4, et laisser la vapeur se condenser, jusqu'à 0°, ce qui dégage N_2^{cal}.

Donc

$$E_v = -N_1 + E + N_2.$$

On trouve

$$E = E_v - 5003.$$

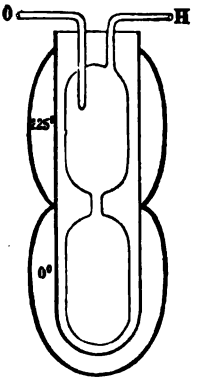
M. Schuller déduit E de E_p. L'oxygène et l'hydrogène (*fig.* 1) arrivent dans une chambre à combustion composée de deux par-

---

(1) VON DER THAN, *Wied. Ann.,* t. XIII, p. 84 et 105; 1881.
(2) SCHULLER et WARTHA, *Wied. Ann.,* t. II, p. 377; 1877.

ties; ils s'unissent dans la partie supérieure, qui est à 225°, en dégageant : 1° M_1^{Cal} employées à les chauffer, 2° leur chaleur de combinaison E, 3° M_2^{Cal} correspondant à la condensation de trois volumes en deux; la vapeur d'eau formée passe dans la partie infé-

Fig. 1.



rieure à 0, où elle abandonne M_2^{Cal}; donc

$$E_p = -M_1 + E + M_2 + M_3.$$

L'auteur trouve ainsi

$$E = 28810.$$

M. Schuller signale enfin une cause d'erreur dans la méthode de M. Von der Than, cause qui expliquerait les différences de leurs résultats. C'est l'ébranlement causé par l'explosion, laquelle communique au calorimètre une quantité de chaleur étrangère.

CH. GOMIEN.

J. RUSSNER. — Ueber die Wärmeausdehnung des Schwefels, Kautschuks, Hartgummis und des Paraffins, etc. (Dilatation thermique du soufre, du caoutchouc, du caoutchouc durci, de la gutta-percha et de la paraffine. Emploi du caoutchouc durci pour la construction de pendules compensateurs); *Carl's Repertorium*, t. XVIII, p. 152; 1882.

M. Russner a étudié la dilatation de ces substances, entre 0° et 100°, au moyen de la méthode du thermomètre à poids, en employant, comme liquide auxiliaire, soit l'eau, soit le mercure.

Soufre. — Trois séries d'observations faites sur le soufre du commerce, fondu de manière à lui enlever sa porosité, et sur des cristaux provenant d'une dissolution dans le sulfure de carbone, ont donné des résultats concordants, représentés par la formule

$$V_t = V_0(1 + 0,000128\,t + 0,00000186\,t^2 - 0,0000000153\,t^3).$$

On en déduit, pour les coefficients de dilatation moyens,

De 0° à	10°.....	0,000147
»	20.....	0,000160
»	30.....	0,000170
»	40.....	0,000178
»	50.....	0,000183
»	60.....	0,000186

Toutes ces valeurs sont inférieures à celles que Kopp a trouvées entre 15° et 50°, et qui varient de 0,0001766 à 0,0001853.

Caoutchouc. — Pour le caoutchouc brut du commerce, les déterminations faites avec l'eau mènent à la formule

$$V_t = V_0(1 + 0,000636\,t + 0,00000150\,t^2 - 0,0000000174\,t^3);$$

avec le mercure

$$V_t = V_0(1 + 0,000662\,t + 0,0000002\,42\,t^2 + 0,0000000073\,t^3).$$

Les valeurs qu'on en déduit pour le coefficient de dilatation moyen sont, en moyenne,

De 0° à	10°.....	0,000657
»	20.....	0,000665
»	30.....	0,000670

Gutta-percha. — Purifiée et laminée, telle qu'on l'emploie pour la fabrication des câbles, la gutta-percha présente une dilatation représentée par la formule

$$V_t = V_0(1 + 0,000496\,t + 0,00000496\,t^2).$$

Paraffine. — Pour l'obtenir bien homogène, on a filtré la paraffine du commerce, et on l'a coulée en lames minces.

De 0° à 33°,5, la dilatation, presque uniforme, est représentée

par la formule

$$V_t = V_0(1 + 0,00058\,t + 0,000000992\,t^2).$$

A 33°,5, le coefficient de dilatation augmente brusquement, et reste égal à 0,00260, entre 33°,5 et 37°,7. A 37°,7, il éprouve un nouvel accroissement, et prend la valeur 0,00666, entre 37°,7 et 41°.

De 41° à 52°, la dilatation redevient régulière, et le volume est donné par l'équation

$$V_t = V_{41}(1 + 0,00115\,t + 0,0000069\,t^2).$$

A 53°, la paraffine commence à fondre ; mais la fusion n'est pas brusque, et ce n'est qu'à 57° que toute la masse est fondue. L'accroissement que le volume éprouve dans cet intervalle de 53° à 57° est égal à 0,18 du volume à 0°. L'accroissement total de 0° à 57° est 0,27.

Ces irrégularités dans la dilatation semblent prouver que la paraffine est constituée par plusieurs principes ayant des points de fusion différents, l'un à 33°,5, un second à 37°,7, et plusieurs autres dans l'intervalle de 53° à 57°.

Caoutchouc durci. — Le coefficient de dilatation du caoutchouc durci est compris entre celui du caoutchouc et celui du soufre. La proportion du soufre, la durée et la température de la vulcanisation font varier ce coefficient entre des limites assez étendues : 0,00023 à 0,00041. Mettant à profit cette forte dilatabilité, M. Russner construit des pendules compensateurs en faisant reposer la lentille du pendule sur un cylindre de caoutchouc durci, fixé, par sa partie inférieure, au bas d'une tige d'acier ou de fer doux. Le caoutchouc durci est assez résistant pour supporter, sans se déformer, un poids assez considérable ; l'échantillon examiné possède un module d'élasticité de 21300^{kg} à 19° et de 12200^{kg} à 50°. Comme le coefficient de dilatation du fer et celui du caoutchouc durci sont des fonctions différentes de la température, on ne peut établir de compensation parfaite que pour deux températures arbitrairement choisies. Mais le calcul montre que les déviations qui se produisent en dehors de ces deux limites sont très faibles, surtout si l'on remplace le fer par de l'acier trempé. Pour soumettre

les résultats du calcul à une vérification expérimentale, M. Russner fait enregistrer, par un chronographe électromagnétique, les oscillations de deux pendules compensés, dont l'un est exposé à des températures variables, tandis que l'autre reste à une température constante. Les résultats de ces comparaisons ne sont pas encore publiés. DIETSCH.

HENRI DUFOUR. — Observations photophoniques, *Bulletin de la Société vaudoise des Sciences naturelles*, t. XVII, p. 85; 1881.

Les expériences de M. H. Dufour confirment les résultats antérieurs ainsi que les expériences un peu plus récentes de MM. Tyndall et Mercadier (¹).

L'auteur constate que la lumière agit sur la couche d'air en contact avec un corps solide sans dilater sensiblement celui-ci. Ainsi : 1° Un fil de laiton noirci, tendu sur la garniture d'une lentille, presse contre elle un verre mince qui donne les anneaux de Newton; le diamètre des anneaux ne varie pas lorsqu'on soumet le fil à un faisceau intermittent. 2° Une hélice très mince de zinc noirci se termine par un petit cône de charbon réuni au pôle + d'une pile qui repose sur une plaque de charbon communiquant au pôle —; un téléphone intercalé dans le circuit ne donne pas de son.

L'intensité du son produit par un gaz augmente avec son pouvoir absorbant : une éprouvette contenant de l'air sec et de la poudre fine de charbon et soumise à l'action intermittente de la lumière donne, au moment où on l'agite, un son assez fort, dont l'intensité diminue peu à peu, à mesure que le charbon se dépose.

Les expériences de M. Tyndall ont porté sur des rayons de grande longueur d'onde : les rayons de courte période se comportent de même. On met dans un ballon bitubulé de l'acide chlorhydrique en dissolution, on y plonge les électrodes d'une pile, et l'on réunit l'autre tubulure à l'oreille. Sous l'action de la pile, l'acide chlorhydrique se décompose en chlore et hydrogène qui se mêlent à

(¹) *Journal de Physique*, t. X, p. 147 et 185; 1881.

l'air du ballon. Un faisceau lumineux intermittent pénètre dans la masse gazeuse par une petite ouverture pratiquée dans un drap noir qui enveloppe le ballon. L'intensité du son produit varie avec la sensibilité du mélange gazeux.

Le passage de l'obscurité à la lumière correspond, dans cette expérience, à une augmentation brusque de volume; celui-ci diminue ensuite progressivement par la dissolution dans l'eau de l'acide chlorhydrique formé sous l'influence de la lumière, quand l'action de celle-ci est longtemps prolongée. Le passage inverse de la lumière à l'obscurité produit une diminution brusque de volume. Ces variations de volume, faciles à constater avec un manomètre, sont la cause du son produit par le faisceau intermittent.

C. Daguenet.

S. KALISCHER. — Photophon ohne Batterie (Photophone sans pile); *Carl's Repertorium*, p. 563; 1881.

Comme application des expériences dans lesquelles MM. Adams et Day ont constaté la production de courants par l'action de la lumière sur le sélénium, l'auteur a construit un photophone sans pile qui ne diffère que par des détails de l'appareil de Bell et du photomètre à sélénium de M. Siemens. Il consiste en deux spirales de laiton recouvertes de sélénium et enroulées sur un tube de verre de $0^m,05$ de long et $0^m,025$ de diamètre. Les rayons solaires tombant sur cette pile, après avoir traversé un carton percé de fentes, donnent, dans un téléphone, un son dont la hauteur dépend seulement de la vitesse de rotation du disque et dont l'intensité varie avec celle de la lumière. Si l'on remplace le téléphone par un galvanomètre, l'aiguille est déviée brusquement ou revient au zéro, suivant que la lumière passe ou est interceptée.

Cette action doit être attribuée aux rayons lumineux, car l'eau, l'alun ne la modifient pas, et elle est détruite par les verres colorés, sauf les verres jaunes; elle commence ou cesse brusquement, dès que la lumière tombe sur la pile ou cesse de passer.

Contrairement à ce que l'on observe dans l'appareil de Bell, où l'on emploie une force électromotrice, une pile de sélénium ne donne de bons résultats qu'à la condition d'être peu résistante : tous les échantillons essayés ne réussissent pas.

La production des courants est attribuée par l'auteur à la présence, dans un même échantillon, de plusieurs variétés instables de sélénium qui se transforment l'une dans l'autre. La sensibilité de l'appareil pour la lumière décroît avec le temps.

C. Daguenet.

E. KETTELER. — Der « Fixator » ein Ergänzungsapparat des Spectrometers (Le *fixateur*, appareil complémentaire du spectroscope); *Carl's Repertor.*, t. XVII, p. 645; 1881.

Un prisme à vision indirecte, dont l'arête est horizontale, est placé entre deux lentilles achromatiques; au foyer de l'une d'entre elles est une fente horizontale, au foyer de l'autre, une lame de verre mince, portant des traits horizontaux distants de $\frac{1}{3}$ à $\frac{1}{4}$ de millimètre, et encastrée dans une ouverture rectangulaire de 60^{mm} à 65^{mm} de hauteur et de 8^{mm} à 10^{mm} de large. On projette donc sur cette lame de verre un spectre réel. La fente du collimateur est supprimée, et à la place se trouve un réticule formé d'un fil horizontal et de deux fils verticaux; ce réticule est aussi rapproché que possible de la lame de verre divisée.

La lunette du spectroscope étant dans la direction du collimateur, on aperçoit à la fois la graduation de la lame de verre et le réticule; en plaçant sur la plate-forme du spectroscope un réseau à traits verticaux ou un prisme à arête verticale, les traits de la graduation et le fil horizontal du réticule apparaîtront, pour une position convenable de la lunette, comme des traits horizontaux, tandis que les fils verticaux du réticule formeront deux lignes courbes. On peut d'ailleurs, par de petits déplacements imprimés, à l'aide d'une vis micrométrique, à tout le système précédant le réticule, amener au milieu du champ telle couleur ou tel numéro de la graduation qu'on voudra.

Ceci posé, il est facile de comprendre l'emploi de l'instrument. Les traits de la graduation sur verre forment, pour ainsi dire, dans le spectre, des raies artificielles, et l'on peut déterminer la longueur d'onde qui leur répond. Pour cela, M. Ketteler se sert d'un réseau connu; c'est un réseau de Nobert, dans lequel l'écartement de deux traits vaut $0^{mm},011302$. Il le place sur la plate-forme du

spectroscope, amène successivement en coïncidence avec le fil horizontal du réticule objectif, les différents traits de la graduation, et mesure la déviation obtenue quand on amène le fil vertical du réticule oculaire en coïncidence avec les points où les deux courbes données par les fils verticaux du réticule objectif coupent le fil horizontal de ce même réticule. Ces deux fils sont très voisins; en prenant la moyenne des déviations, on a la déviation pour le milieu de leur intervalle, et on déduit la longueur d'onde correspondante. Les longueurs d'onde, déduites des observations du premier spectre de droite et du premier spectre de gauche, diffèrent de 4 à 5 unités pour le quatrième chiffre significatif. C'est une approximation bien suffisante pour la plupart des observations.

Une fois ces constantes de l'appareil déterminées, M. Ketteler a mesuré la dispersion de l'alcool absolu, en ramenant toutes les observations à la température de 25° C. Les résultats obtenus ont servi à calculer les constantes de la formule de dispersion de Cauchy, prise avec quatre termes; les différences entre l'observation et le calcul ne portent que sur la cinquième décimale. Il résulte de là que l'appareil de M. Ketteler donne un procédé suffisamment exact pour remplacer dans la plupart des applications spectroscopiques l'emploi souvent difficile de la lumière solaire.

H. Dufet.

E. LOMMEL. — Ein Polarisationsapparat aus Magnesiumplatinocyanür (Appareil de polarisation en platino-cyanure de magnésium); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIII, p. 317; 1881.

L'auteur avait montré, dans un travail antérieur [1], qu'une lame de platino-cyanure de magnésium, perpendiculaire à l'axe, polarise complètement dans le plan d'incidence les rayons bleus qui tombent sur elle sous un angle d'incidence supérieur à 2°. Il a pu dès lors construire une véritable pince à platino-cyanure de magnésium, tout à fait analogue par sa construction et ses propriétés à une pince à tourmaline; seulement il est nécessaire d'interposer en

---

[1] *Annalen der Physik und Chemie*, t. IX, 1880.

avant du polariseur une lame de sulfate de cuivre qui ne laisse passer que les rayons bleus. Un verre bleu a l'inconvénient de laisser passer en même temps les rayons rouges, qui ne sont pas polarisés par l'appareil.

L'étude des propriétés de cet appareil le conduit à rejeter comme inexacte la théorie de ces phénomènes donnée par M. Bertrand (1). Pour toutes les substances dichroïques *à couleurs superficielles*, la polarisation par réfraction n'est pas due à une absorption, mais est liée intimement à ce fait qu'un rayon de lumière, bleue dans le cas actuel, réfléchi par une pareille lame sous une incidence supérieure à 2°, est complètement polarisé dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence. Par ce seul fait, les rayons transmis sont polarisés dans le plan d'incidence.

Par contre, la théorie de M. Bertrand est exacte pour les cristaux, tourmaline, topaze, épidote, qui ne sont colorés que par leur mélange à des substances étrangères : ces cristaux ne présentent pas de couleur superficielle. J. Macé de Lépinay.

S.-P. THOMPSON. — On a new polarizing prism (Sur un nouveau polariseur); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XII, p. 349; 1881.

Dans ce prisme, il existe, comme dans le nicol, une lame de baume de Canada, mais cette lame est placée suivant une section principale, et l'axe cristallographique est perpendiculaire à la longueur du prisme; dans ces conditions, le rayon extraordinaire n'est jamais réfléchi totalement, puisqu'il se propage avec une vitesse constante et toujours supérieure à celle qu'il prend dans le baume. On obtient ainsi un champ plus étendu, mais la taille est plus difficile et plus coûteuse. Une disposition très analogue a été employée par M. Glan (2). H. Dufet.

---

(1) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 227; 1879.
(2) *Journal de Physique*, t. X, p. 175.

H. KRUSS. — Zwei Sätze über das Bunsen'sche Photometer (Deux propositions sur le photomètre de Bunsen); *Verhandl. d. Naturw. Ver. z. Hamburg*, p. 71; 1881 (¹).

Si l'on déplace l'écran du photomètre entre les deux sources, supposées immobiles, on trouve deux positions de l'écran pour lesquelles la tache d'huile disparaît. La théorie et l'expérience montrent que le rapport vrai des intensités des deux sources est la moyenne géométrique des rapports calculés d'après l'une et l'autre mesure,

$$\frac{i_1}{i_2} = \frac{d_1 d'_1}{d_2 d'_2}.$$

J. MACÉ DE LÉPINAY.

SITZUNGSBERICHTE DER MATHEMATISCH-NATURWISSENSCHAFTLICHEN CLASSE DER KAISERLICHEN AKADEMIE DER WISSENSCHAFTEN IN WIEN (Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences de Vienne); 1881.

SCHUHMEISTER. — Détermination des constantes magnétiques et diamagnétiques, en mesures absolues.

On mesure ces constantes par la méthode des oscillations. Les forces magnétisantes sont comprises entre 300 et 2500 unités de Gauss. On a trouvé, pour une solution de perchlorure de fer dont la densité est 1,40, $K.10^6 = 35$.

Les constantes des liquides diamagnétiques diminuent quand on fait croître la force magnétisante; c'est le contraire pour les gaz.

La constante de l'oxygène chargé d'ozone est deux ou trois fois plus grande que celle de l'oxygène pur.

Lorsque les forces magnétisantes sont, environ : 615, 1308, 2527, on trouve pour $K.10^6$ les valeurs suivantes :

Eau	— 0,553	— 0,453	— 0,636
Alcool	— 0,451	— 0,416	— 0,376
Sulfure de carbone	— 0,377	— 0,290	
Oxygène	+ 0,046	+ 0,059	+ 0,122
Oxygène ozonisé	+ 0,103	+ 0,181	»

(¹) D'après les *Beiblätter zu den Annalen der Physik und Chemie.*

STÉFAN. — Sur l'évaporation d'un liquide dans un bassin de forme circulaire ou elliptique.

Les équations différentielles qui se rapportent au mouvement des vapeurs sont analogues à celles qui conviennent au potentiel des masses électriques. Si le liquide se vaporise dans une atmosphère indéfinie qui l'entoure, la masse de vapeur qui se dégage dans l'unité de temps de chaque élément de surface est proportionnelle à la densité de la charge électrique, qui, se trouvant en équilibre sur le liquide, recouvrirait cet élément. Les directions des courants de vapeur correspondent aux lignes de force électrique; les surfaces d'égale tension, aux surfaces équipotentielles.

En représentant par a le rayon d'un bassin circulaire, k le coefficient de diffusion, P la pression atmosphérique, p' et p'' la force élastique de la vapeur à la surface du liquide et très loin de cette surface, la masse de vapeur V qui se dégage de la surface du bassin dans l'unité de temps est

$$V = 4ka \log \frac{P - p''}{P - p'}.$$

Cette masse est proportionnelle au rayon du bassin et non à sa surface, comme on le croit communément. Il serait intéressant de voir si l'expérience vérifie les résultats du calcul.

STREINTZ. — Sur la décomposition de l'eau produite entre deux électrodes de platine par la décharge d'une bouteille de Leyde.

L'auteur explique par une polarisation galvanique le dégagement d'oxygène et d'hydrogène qui se fait à chaque électrode lorsqu'on fait passer dans l'eau les décharges d'une bouteille de Leyde.

Il a mesuré à l'aide d'un électromètre à quadrants la différence de potentiel des électrodes. Il trouve qu'elle change de sens si les électrodes sont étroites, lorsque le nombre des décharges ne dépasse pas une certaine limite.

La même inversion se montre au bout de quelques minutes avec des courants galvaniques de courte durée, et elle disparaît lorsque le voltamètre est complètement polarisé.

REITLINGER et WACHTER. — Sur la désagrégation des électrodes par le passage de l'électricité positive et l'explication des figures de Lichtenberg.

Les figures de Lichtenberg positives, de forme rayonnante, sont attribuées au transport par l'électricité des particules de poussière arrachées à l'électrode positive; les figures positives et négatives à contours arrondis, au transport des poussières par les gaz ébranlés par la décharge. E. GRIPON.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXV. — Février 1882.

NEYRENEUF. — *Mémoire sur l'écoulement du gaz et sur quelques propriétés des flammes*, p. 167.

G.-D. LIVEING *et* J. DEWAR. — *De l'identité des raies spectrales de différents éléments*, p. 190.

LANGLEY. — *La distribution de l'énergie dans le spectre normal*, p. 211.

BJERKNES. — *Phénomènes hydrodynamiques inversement analogues à ceux de l'électricité et du magnétisme*, p. 257.

TACCHINI. — *Sur les spectres des comètes Cruls et Schaeberle*, p. 285.

THOLLON. — *Longueurs d'ondes des bandes spectrales données par les composés du carbone*, p. 287.

5e série. — Tome XXV. — Mars 1882.

MARCEL DEPREZ. — *Transport et distribution de l'énergie par l'électricité*, p. 289.

W. HARKNESS. — *Détermination de la parallaxe du Soleil*, p. 358.

MELSENS. — *Sur le passage des projectiles à travers les milieux résistants, sur l'écoulement des solides et sur la résistance de l'air au mouvement des projectiles*, p. 389.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XIII. — Mars 1882.

JOHN KERR. — *Expériences électro-optiques sur différents liquides*, p. 153.

E. Edlund. — *Résistance électrique des gaz*, p. 200.

W. Abney. — *Phosphorescence violette dans le sulfure de carbone*, p. 212.

5e série. — Tome XIII. — Avril 1882.

J.-B. Hannay. — *Étude des diverses sortes de vide*, p. 229.

A. Michelson. — *Phénomènes d'interférence relatifs à une nouvelle forme de réfractomètre*, p. 236.

G. Hopkinson. — *Sur l'indice de réfraction et le pouvoir inducteur spécifique des milieux isolants transparents*, p. 242.

C. Vernon Boys. — *Conduites d'eau qui n'éclatent point par la gelée*, p. 244.

John Kerr. — *Expériences électro-optiques sur divers liquides*, p. 248.

Sylvanus P. Thompson. — *Résistance électrique du charbon sous diverses pressions*, p. 262.

C.-R. Alder Wright. — *Détermination de l'affinité chimique en fonction de la force électromotrice*, p. 265.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome XV. N° 3. — Année 1882.

E. Ketteler *et* C. Pulfrich. — *Recherches photométriques*, p. 337.

E. Lommel. — *Théorie de la double réfraction elliptique*, p. 378.

E. Kittler. — *Différences de tension entre un métal et des liquides de concentration différente*, p. 391.

F. Exner. — *Sur des éléments galvaniques formés exclusivement de corps simples et sur la conductibilité électrique du brome et de l'iode*, p. 412.

F. Schulze-Berge. — *Réponse à une remarque de M. F. Exner relative à l'expérience fondamentale de Volta*, p. 440.

M. Plank. — *Vaporisation, fusion et sublimation*, p. 475.

K. Antolik. — *Sur de nouvelles figures électriques et sur le glissement de l'étincelle électrique*, p. 491.

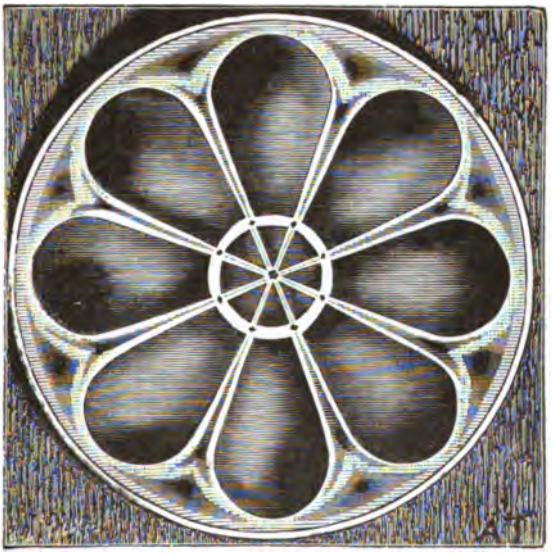
S. Oppenheim. — *Théorie du mouvement stationnaire*, p. 495.

FIGURATION ÉLECTROCHIMIQUE DES LIGNES ÉQUIPOTENTIELLES SUR DES PORTIONS QUELCONQUES DU PLAN;

PAR M. ADRIEN GUÉBHARD.

Il y a plus d'un demi-siècle qu'ont été découverts par Nobili [1] les anneaux colorés qui prennent naissance par électrolyse sur des lames métalliques placées en face des électrodes d'une forte pile. La beauté du phénomène détourna malheureusement toute l'attention, et le point de vue *chromique* devint le seul objet de toutes les re-

Fig. 1.



Rosace électrochromique de Nobili [2].

cherches; une tentative de Nobili pour expliquer la « *déformation* (*sic*) des apparences électrochimiques » produites par deux pointes de noms contraires [3] n'eut pas de suite, et l'on rechercha presque

---

[1] *Bibliothèque universelle de Genève*, t. XXXIII, p. 302; t. XXXIV, p. 194, t. XXXV, p. 261 (1827).

[2] Je dois cette figure à l'obligeance de M. Tissandier, directeur de la *Nature*.

[3] *Bibl. universelle de Genève*, t. XXXVI, p. 1 (1827); t. XXXVII, p. 177 (1828).

exclusivement les brillants effets d'irisation du peroxyde de plomb déposé en couches transparentes sur des lames en communication directe avec le pôle positif. La régularité géométrique de ces anneaux, leur variabilité de forme sous l'influence des électrodes, leur constance absolue par rapport aux données expérimentales, toutes ces propriétés, implicitement reconnues par les artistes habiles qui s'en servaient pour dessiner de magnifiques rosaces, ne firent point songer à la formule d'une loi, car on ne peut appeler de ce nom quelques comparaisons vagues avec les figures acous-

Fig. 2.

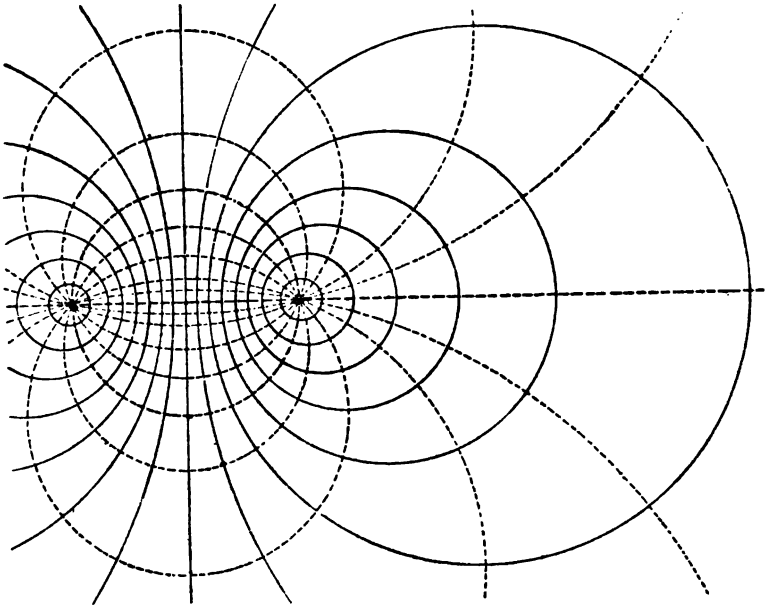


Diagramme des lignes d'écoulement et de niveau pour deux pôles égaux de noms contraires.

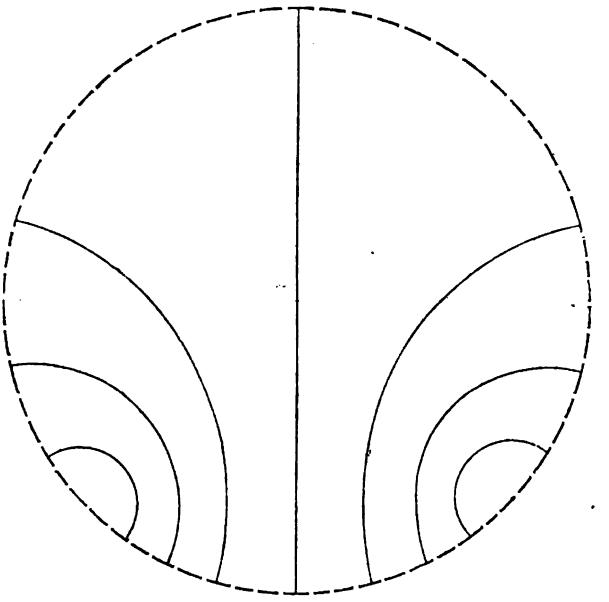
tiques, quelques presciences lointaines, quelques assimilations mal définies avec la loi, inconnue elle-même, du passage de l'électricité à travers le liquide. Bien plus, aussitôt qu'on voulut avoir des teintes plates et des colorations uniformes ([1]), ces inévitables anneaux qu'on voyait toujours apparaître, quoi qu'on fît, sur les angles, sur

([1]) *Bibliothèque universelle de Genève*, t. XLIV, p. 337; t. XLV, p. 35 (1830).

les bords ou sur les saillies, passèrent à l'état de gêne, de contrariété, de trouble d'expérience, et Becquerel [1], essayant de combattre cette fatalité dans des recherches qui devaient ouvrir la voie à la galvanoplastie, en vint à dire formellement : « Nobili a cherché les anneaux, et moi je les évite. »

Les théoriciens simplifiaient encore davantage la question : non seulement ils réduisaient l'électrode unique à une demi-sphère

Fig. 3.



Disque avec électrodes de noms contraires sur les bords.

idéale de rayon infiniment petit, tandis que Nobili lui-même avait bien vite reconnu l'utilité d'employer les électrodes linéaires qu'on a pu voir dernièrement à l'Exposition rétrospective; mais encore des hypothèses parfaitement gratuites sur la direction des lignes d'écoulement, ainsi que sur l'uniformité de potentiel de la plaque, amenèrent à des expressions très diverses pour la loi des épaisseurs, la seule recherchée, dans le cas élémentaire des anneaux circu-

[1] *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XVII, p. 15, 53 (1843); t. XVIII, p. 197, 449 (1844); t. LII, p. 1053 (1861).

laires : inutile d'insister sur des vérifications expérimentales qui, ne tenant aucun compte ni de la polarisation lumineuse à la surface métallique, ni de l'indice douteux d'une substance mal définie, parurent justifier indifféremment des formules variant de la puissance simple à la puissance cube ([1]).

Avec Wild ([2]), H. Weber ([3]), Heine ([4]) et surtout Ditscheiner ([5]), le calcul paraît se rapprocher enfin des données réelles de l'expérience : mais il suffit de voir alors les obstacles s'amonceler devant le cas le plus simplifié pour concevoir l'impuissance de l'analyse et l'inefficacité de spéculations sur les infiniment petits, quand il reste à découvrir encore un des plus grands traits de la question.

Pour n'avoir rien d'infinitésimal, la loi de forme qu'il m'a paru intéressant de rechercher et d'établir n'en est pas moins en intime rapport avec la théorie, et si je la formule aujourd'hui, sans attendre les atténuations de détail que lui réserve certainement un contrôle plus minutieux, c'est qu'elle m'a semblé, telle quelle, et par un singulier retour, pouvoir apporter une aide inespérée à la solution sommaire d'une infinité de cas de mathématique physique où toutes les ressources du haut calcul se trouvent en défaut. Voici l'énoncé, purement expérimental, que j'en donne, embrassant tous les cas, à ma connaissance, qui ont été soumis au calcul jusqu'à ce jour :

Lorsqu'on place à petite distance d'une feuille horizontale de métal, exactement limitée aux parois perpendiculaires d'une auge électrolytique, un système cylindrique quelconque d'électrodes verticales, les anneaux colorés qui prennent naissance figurent, avec une très grande approximation, le système théorique de lignes équipotentielles que donnerait l'application directe de ces mêmes électrodes sur un plan conducteur de même contour que la feuille.

([1]) E. Becquerel, *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XIII, p. 342 (1845). — Du Bois-Reymond, *Pogg. Ann.*, t. LXXI, p. 71 (1846). — Riemann, *Pogg. Ann.*, t. XCV, p. 130 (1855). — Beetz, *Pogg. Ann.*, t. XCVII, p. 22 (1856).

([2]) *N. Denkschr. d. Schweiz. naturforsch. Gesellsch.*, t. XV, n° 7 (1857).

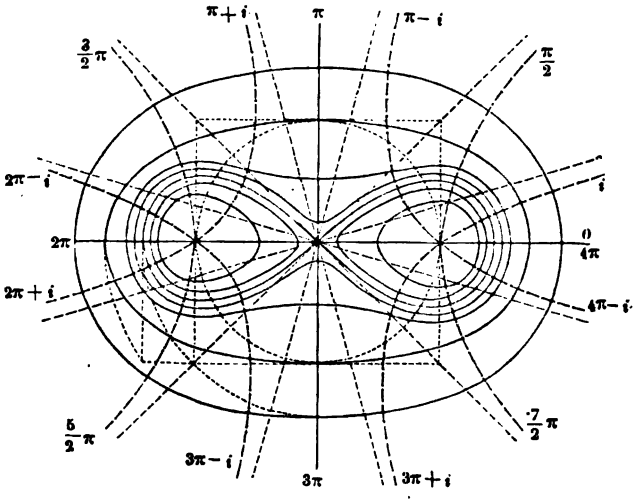
([3]) *Borchardt's Journal f. reine u. angew. Math.*, t. LXXV, p. 75 (1873).

([4]) *Ibid.*, t. LXXIX, p. 1 (1875).

([5]) *Sitzungsber. d. Wien. Akad.*, t. LXXVIII, (2), p. 93 (1878).

Mes premières constatations, pour aller du simple au composé, portèrent uniquement sur des électrodes linéaires, cylindres infiniment petits, ayant pour projections horizontales autant de pôles isolés. La formule de Kirchhoff ([1]), vérifiée à diverses reprises par des mesures galvanométriques en dérivation sur des lames minces,

Fig. 4.



Deux pôles de même nom.

solides ou liquides ([2]) donne alors, sur le plan indéfini, des équations de la forme

$$\frac{r_1 r_2 \ldots r_n}{r'_1 r'_2 \ldots r'_n} = C,$$

toujours faciles à poser, sinon à résoudre. Les lignes d'écoulement sont de la forme $\Sigma\theta_n =$ const., et, comme on a le droit de faire des découpures le long de chacune d'elles sans modifier les lignes de

---

([1]) *Pogg. Ann.*, t. LXIV, p. 75 (1845); t. LXVII, p. 344 (1846); *aussi* Poggendorff, *Pogg. Ann.*, t. LXVII, p. 273 (1846). — Smaassen, *ibid.*, t. LXIX, p. 161 (1846); t. LXXII, p. 435 (1847). — Ridolfi, *Cimento*, mai 1847.

([2]) Quincke, *Pogg. Ann.*, t. XCVII, p. 382 (1856). — Obermayer, *Sitzb. d. Wien. Akad.*, t. LX, (2), p. 245 (1869). — Domalip, *ibid.*, t. LXVIII, (2), p. 303 (1873). — C. Foster et O. Lodge, *Phil. Mag.*, (4), t. L, p. 475 (1876). — Auerbach, *Wied. Ann.*, t. III, p. 498 (1878), etc., et, par une autre méthode, Mach, *Carl's Repert.*, t. VI, p. 11 (1870).

niveau, chaque cas étudié sur le plan infini peut fournir quantité de cas correspondants de surfaces limitées. Mais, lorsqu'il s'agit de contours et de distributions polaires donnés *a priori*, il est en général impossible, à moins de coïncidences fortuites, de résoudre complètement le problème de la répartition électrique : le procédé élégant des *images polaires*, établi par Kirchhoff (1) pour le cas de limites rectilignes, conduit presque toujours à une complication qui vaut une impossibilité. Son extension au cas de limites circulaires (2), hyperboliques et lemniscatiques (3), ou même tout à fait générales (4) n'est également praticable que dans des circonstances très restreintes; et, en dehors de cela, la grande méthode des *représentations conformes* (5), très précieuse pour étendre à l'espace certaines solutions acquises dans le plan (6), ne peut être qu'un instrument de calcul rapide et sûr, mais sans plus de pouvoir absolu que la formule de Kirchhoff, qu'on retrouve inévitablement au bout de toutes les transformations.

C'est donc en celle-ci que se résument toutes nos ressources, et ce serait presque un aveu d'impuissance, même dans les cas de possibilité théorique, si nous n'avions le précieux recours de la méthode graphique ou des *diagrammes* de Maxwell (7). Mais encore cette possibilité n'est-elle que l'exception, tandis qu'il suffirait d'étendre à l'inconnu la loi expérimentale que j'ai vérifiée pour tous les faits connus, et tout aussitôt nous trouverions dans

---

(1) *Pogg. Ann.*, t. LXIV, p. 497 (1845); *aussi* Thomson, *Cambridge and Dublin math. Journal*, t. III, p. 71 (1849). Jochmann, *Zeitschr. f. Math.*, t. X, p. 48 (1865). Schwedoff, *Pogg. Ergzb.*, t. VI, p. 85 (1874). O. Lodge, *Phil. Mag.* (5), t. II, p. 37 (1876).

(2) R. Smith, *Edimb. R. Soc. Proc.*, t. VII, p. 79 (1870). Adams, *Lond. R. Soc. Proc.*, t. XXIV, p. 1 (1876).

(3) Holzmüller, *Schlömilch's Zeitschr. f. Math. u. Phys.*, t. XXI, p. 323. (1875); t. XXVI, p. 246 (1880).

(4) F. Lucas, *Journal de l'École Polytechnique*, t. XXVIII, p. 4 (1879).

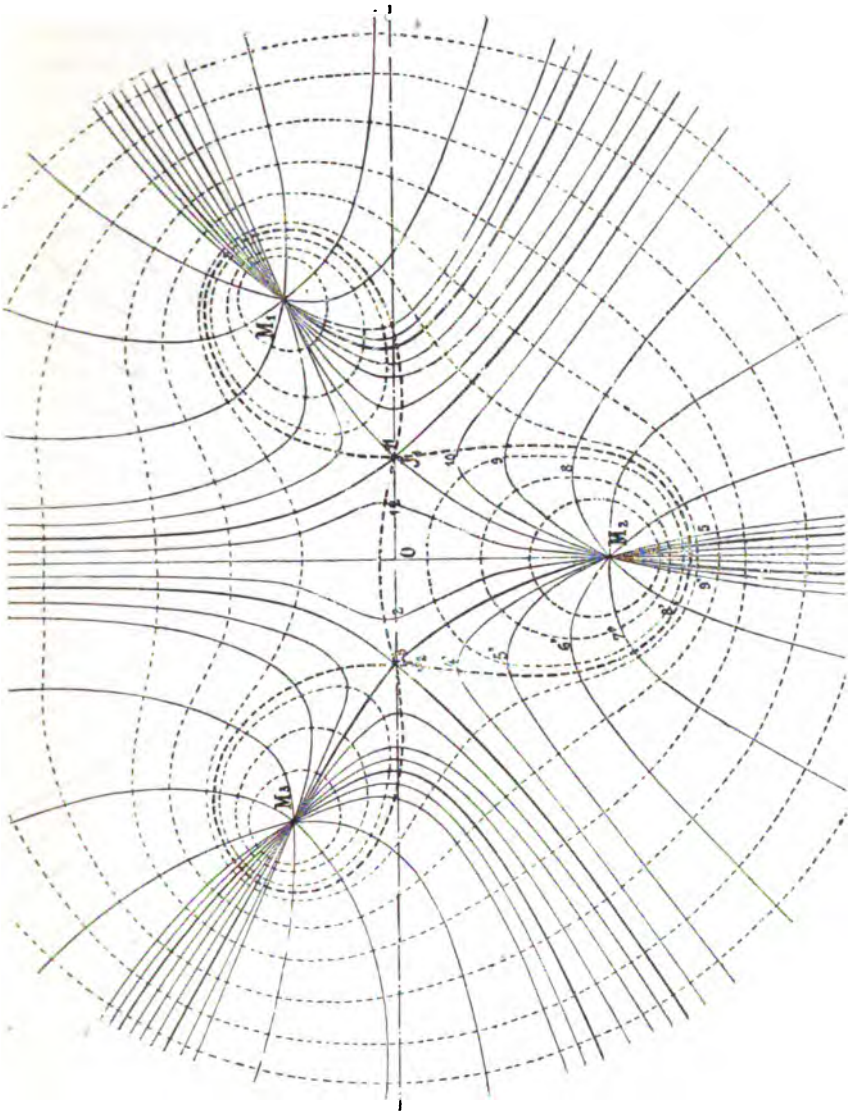
(5) Historique très complet dans une thèse de M. H. Amstein. Zurich, 1872.

(6) Lipschitz, *Borchardt's Journal*, t. LVIII, p. 152 (1861); t. LXI, p. 1 (1863). Neumann, *ibid.*, t. LXII, p. 36 (1863). Weingarten, *ibid.*, t. LXIII, p. 145 (1864). Boltzmann, *Sitzb. d. Wien. Akad.*, t. LII, (2), p. 214 (1865). Mehler, *Borchardt's Journal*, t. LXVIII, p. 134 (1867). Weber, *ibid.*, t. LXXVI, p. 1 (1873). Kirchhoff, *Monatsb. d. Berl. Akad.*, 1875, 487. Töpler, *Pogg. Ann.*, t. CLX, p. 375 (1877). Frantzen, Thèse d'Utrecht, 1877, etc.

(7) *Voir*, à ce sujet, un article de M. Bouty, *Journal de Physique*, t. VII, p. 264 (1878).

les anneaux de Nobili le moyen d'avoir de toutes pièces les *dia-*

Fig. 5.

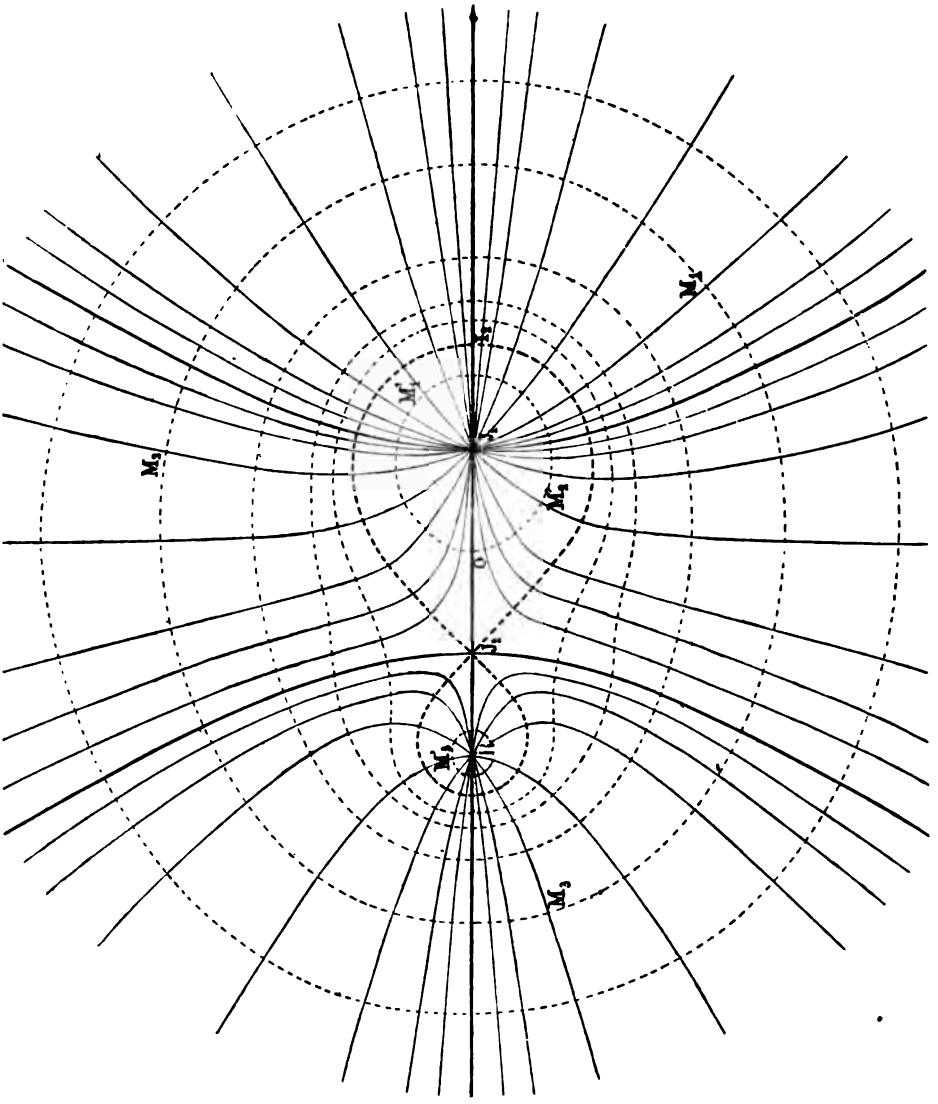


Trois pôles de même nom.

grammes les plus inespérés : plus de limites à nos recherches

plus de difficultés, que d'ordre purement manuel, et l'on va voir

Fig. 6.



Deux pôles de même nom dont un double de l'autre.

qu'elles sont toujours faciles à surmonter.

Avec une matière plastique quelconque, du plâtre comme gros œuvre, de la cire à modeler, de la gutta-percha ou du celluloïd pour les courbures, on peut construire, en profondeur de $0^m,08$ à $0^m,1$, les auges les plus compliquées, avec îlots, s'il le faut, pour correspondre à des lacunes de la surface à étudier.

Celle-ci est découpée avec soin dans une feuille mince de cuivre argenté (*paillon*) de $0^{mm},02$ ou plutôt de fer doux de $0^{mm},15$ (*fer noir* du commerce), et appliquée avec la plus grande précaution sur le fond de l'auge, qu'il est bon de revêtir d'une couche épaisse de cire bien planée pour assurer la parfaite adhérence des bords et leur raccord normal avec la paroi verticale.

La disposition des électrodes est le point délicat de l'expérience. Après avoir essayé, sans avantage marqué, des fils de platine, fer, cuivre et plomb, je me suis arrêté finalement à l'emploi d'aiguilles d'acier, très longues et fines (dites *aiguilles à perles*), dont la rigidité, le poli et la régularité de fabrication constituent les principales qualités. Soit qu'on les réunisse sur des planchettes en petits équipages mobiles, soit qu'on les règle isolément au-dessus de points marqués à l'avance sur la feuille, il faut satisfaire avec la plus grande rigueur aux deux conditions de verticalité et d'équidistance du plan horizontal : on y arrive en se réglant sur les contacts liquides et sur les images réfléchies, mais il y faut apporter beaucoup de soin, car la moindre inclinaison produirait des déformations transversales, et le moindre rapprochement, des diminutions d'importance [1] de la portion de figure correspondante.

---

[1] On peut profiter empiriquement de cette circonstance pour simuler des pôles d'inégales intensités et produire des figures dont la comparaison précise avec les données théoriques permettra sans doute d'établir ultérieurement la loi. La réduction à zéro de la distance d'une électrode, ou le contact avec un point de la plaque ne paraît pas répondre absolument, comme je l'avais cru d'abord, à la suppression du pôle correspondant : cela peut suffire, il est vrai, pour les plus simples des figures équipotentielles relatives au cas théorique où il n'existe que des pôles d'une seule espèce, c'est-à-dire où la formule de Kirchhoff n'a plus de dénominateur : cercles pour un seul pôle, lemniscates pour deux. Mais les lemniscates régulières d'ordre supérieur exigent absolument qu'on substitue à la notion courante de *pôle à l'infini* celle de *cercle polaire*, bien plus conforme, d'ailleurs, aux considérations qui ont servi de point de départ à la formule de Kirchhoff. (Cf. R. Smith, *Proc. R. Sy. of Edinburgh*, t. VII, p. 79.)

En établissant le contact non plus en un *point*, mais sur une petite portion circu-

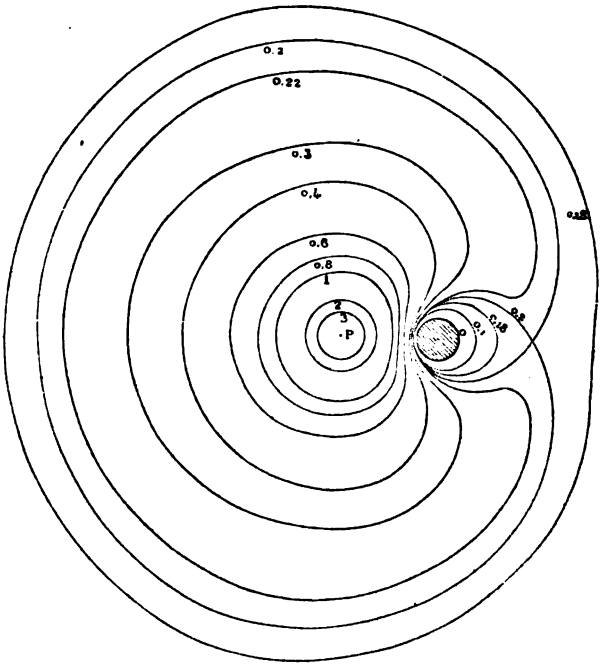
Par contre, la répartition du courant entre les électrodes s'opère sans la moindre difficulté, car la résistance extérieure du liquide rend presque toujours négligeables de petites inégalités dans les contacts métalliques.

Comme électrolyte, je m'en suis tenu d'habitude au mélange classique d'acétates de cuivre et de plomb (¹), qui donne aux

---

laire du plan par l'intermédiaire d'une tige cylindrique de métal traversant verticalement le liquide, on réalise avec beaucoup de netteté la figure donnée par M. Potier

Fig. 7.



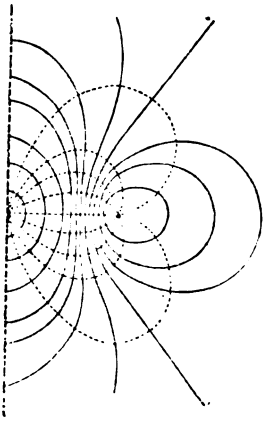
Plan dont un point et une petite portion circulaire sont maintenus à des potentiels différents.

dans le *Journal de Physique*, t. I, p. 219, pour les isothermes d'un plan dont une petite portion est maintenue à une température constante. Une élévation plus ou moins grande de l'électrode libre permet de faire varier les paramètres du système, et il est particulièrement curieux de voir naître et se développer à la surface du cuivre argenté la courbe moyenne à boucle rentrante.

(¹) D'autres solutions plus facilement électrolysables seraient certainement em-

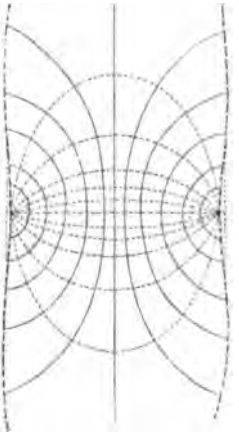
deux pôles de magnifiques anneaux, sans que la composition centésimale paraisse avoir grande importance : il peut être utile cependant de diminuer la proportion du plomb et d'ajouter des traces d'acétate de potasse pour atténuer du côté des électrodes les phénomènes de polarisation et de dépôts métalliques nuisibles à la perfection des couleurs. Dans le même but, j'ai réduit au minimum la surface des éléments de pile employés : de petits bunsen, dont le vase extérieur contient à peine quelques centimètres cubes d'eau acidulée ou salée. Une vingtaine, en série, fournit une chute de potentiel suffisante pour obtenir les grandes figures que je réalise aujourd'hui, tandis qu'une pile au bichromate de six éléments avait fait les frais de toutes mes premières observations.

Fig. 8.



Nos 7 et 12 du tableau d'ensemble.

Fig. 9.



Nos 17 et 22 du tableau d'ensemble.

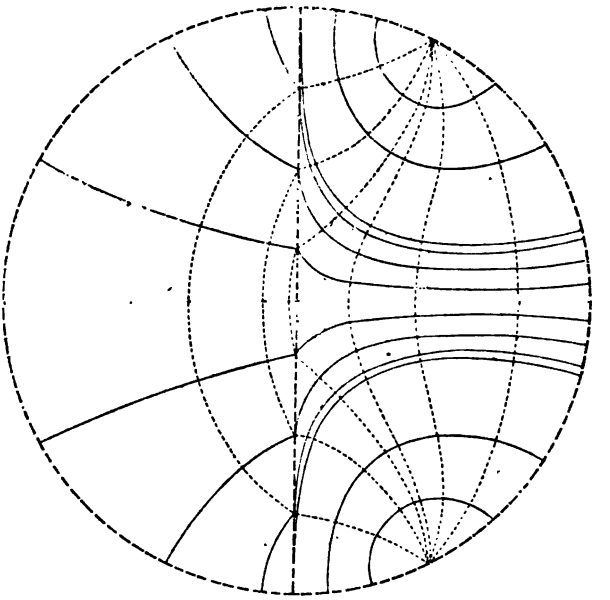
Les diagrammes intercalés dans le texte, les uns calculés spécialement, la plupart tirés d'auteurs divers ([1]), représentent, à une

ployées avec succès : le tartrate double d'antimonyle et de potassium donne, sur fer noir, des courbes très développées et très précises, avec cette particularité que certains renversements du commutateur permettent quelquefois de fixer mécaniquement la trace des courants de *convection*, dont l'étude (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, 17 octobre 1881) permet de justifier l'identité de la loi potentielle observée sur nos feuilles, avec celle des tranches cylindriques établie par Lamé, vérifiée par Adams (*loc. cit.*, p. 31) et par Branly (thèse, Paris, 1873, p. 38).

([1]) Kirchhoff, *Pogg. Ann.*, t. LXIV, pl. V (1845). Quincke, *ibid.*, t. XCVII.

échelle souvent inférieure à celle d'exécution, quelques-unes des figures que j'ai reproduites en anneaux colorés, soit telles quelles,

Fig. 10.



N° 27 du tableau d'ensemble.

soit doublées ou quadruplées le long de leurs axes de symétrie.

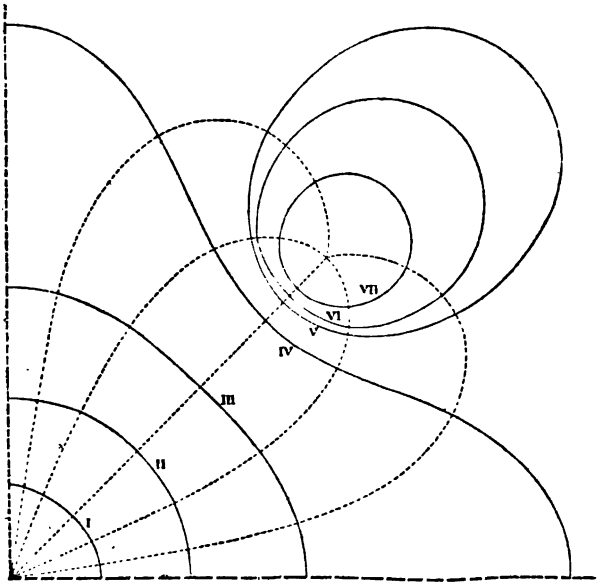
---

pl. IV (1856). Lamé, *Leçons sur les coordonnées curvilignes*, p. 223 (1859). Haton de la Goupillière, *Journal de l'École Polytechnique*, t. XXII, pl. I (1861). H.-A. Schwarz, *Borchardt's Journal*, t. 70, p. 113 (1869) et *Annali di Matematica* (2), t. III, p. 113 (1870). O. Hentschel, *Zeitschr. f. Math.*, t. XVII, pl. I (1872). R. Smith, *Proc. Ed.*, t. VII, p. 99 (1872). Foster et Lodge, *Phil. Mag.*, (4), t. XLIX, pl. IX et X (1875). Adams, *Proc. Lond.*, t. XXIV, pl. I et II (1876). Holzmuller, *Zeitschr. f. Math.*, t. XVI, pl. II (1871), et t. XXI, 1 pl. (1876). Auerbach, *Wied. Ann.* t. III, pl. III (1878). F. Lucas, *Journal de l'École Polytechnique*, t. XXVIII, épures I-VI (1879). De la Gournerie, *Géom. descript.*, 2e éd., pl. X, fig. 365 (1880). Holzmuller, *Clebsch's Math. Ann.*, t. XVIII, 4 pl. (1881). Hildebrandt, Thèse de Göttingen, 2 pl. (1881). Guébhard, *Electricien*, t. II, p. 273, 429 (1881). Mascart, *Traité d'Électricité*, t. I, fig. 29, 30, 46 (1882). *Cf.* aussi Matteucci, *Ann. de Chim. et de Phys.*, (3), t. XLIX, pl. II (1857). Zech, *Zeitschr. f. Math.*, t. XII, pl. III (1867). W. Grant, *Phys. Society Lond.*, t. IV, pl. XV-XVII (1881). Quelques-unes de ces figures se trouvent aussi dans Verdet, *Œuvres*, t. IV; *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XC et XCIII; Gordon, *Traité d'Élect. et de Magn.*, t. I.

soit, au contraire, découpées le long de quelques lignes d'écoulement, à contour simple ou multiple, extérieur ou intérieur [1]; et sur la plupart des pièces présentées à la Société de Physique, j'ai pu vérifier l'approximation, au millimètre près, avec des anneaux qui tantôt s'étalent en bandes de plusieurs centimètres, et tantôt se resserrent en lignes microscopiques.

Un cas mérite d'être remarqué, c'est celui d'un plan indéfini [2] ou d'un disque circulaire formé de deux moitiés inégalement conductrices, avec électrodes sur le cercle à égales distances de la ligne de séparation. En opérant sur des feuilles simplement juxta-

Fig. 11.



Nos 8 et 13 du tableau d'ensemble.

posées de cuivre et de nickel ou d'acier très minces, ou même de cuivre ou d'argent en deux épaisseurs, ou encore de cuivre et fer, j'ai vérifié très exactement le calcul de Quincke, d'après lequel les courbes *réfractées* dans la seconde surface restent des arcs de cercle comme sur le plan homogène, tandis que les autres présentent une

(1) Ce dernier cas répondant à des *lacunes* de la feuille conductrice.

(2) C'est-à-dire, expérimentalement, de $0^m,20$ à $0^m,30$ de côté.

déformation doublement frappante quand on les dessine entières, sans les arrêter aux limites du cercle.

Mais la vérification la plus probante de la méthode est certainement due aux observations nouvelles que j'ai faites de sa réversibilité, en généralisant une idée de Töpler ([1]), déjà soumise à un premier essai de contrôle par M. Tschirjew, de Saint-Pétersbourg ([2]).

Au lieu d'astreindre les électrodes à n'avoir pour projections que des courbes infiniment petites du système équipotentiel, si on leur donne pour directrice un circuit complet de lignes d'écoulement, sous certaines conditions de discontinuité aux pôles et de continuité entre ceux-ci, l'on reproduit de toutes pièces, en anneaux colorés, les systèmes orthogonaux des précédents, c'est-à-dire les systèmes de lignes d'écoulement dessinés en ponctué sur toutes les figures (sauf 5 et 6). A la vérité, l'on ne parvient pas à faire croiser rigoureusement en un même point des lignes qui représentent toujours des différences de niveau électrique, mais on en approche presque indéfiniment et l'on ne saurait espérer meilleure vérification de la réciprocité physique des deux solutions conjuguées de l'équation $\Delta\varphi$, solutions d'aspects si divers, dont l'une a toutes ses lignes rayonnantes, et l'autre concentriques autour de certains points singuliers.

Les précautions expérimentales sont d'ailleurs la traduction rigoureuse des restrictions de la théorie. Autour de chaque pôle, il faut détacher une portion infiniment petite du plan, discontinuité que l'on réalise avec un simple trou d'aiguille servant de base à un petit cylindre isolant dans la masse liquide. Entre les petits cylindres s'étendent les lames électrodes, dont chacune doit se projeter suivant une ligne d'écoulement *physique*, complète et continue, tandis que l'ensemble doit se refermer sur lui-même, fût-ce en traversant l'infini, après avoir passé n fois par chaque pôle d'ordre n, avec changement de signe à chaque passage.

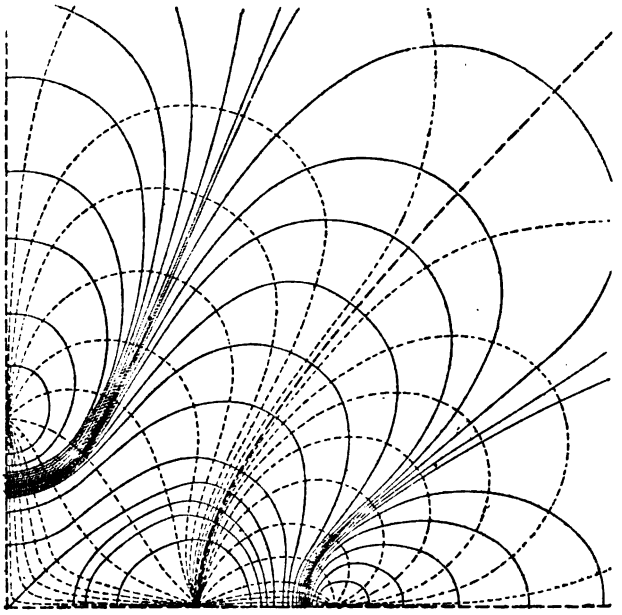
Pratiquement et sans parler du cas où l'on utiliserait, pour y coller les électrodes, les parois d'auges toutes faites, on peut satisfaire à toutes les conditions de deux manières. Ou bien l'on mou-

---

([1]) *Pogg. Ann.*, t. CLX, p. 386 (1877).
([2]) *Wied. Ann.*, t. III, p. 196 (1878).

lera sur un cylindre spécialement construit des lames de platine mince ou d'étain de $0^{mm},5$, qu'on fera déborder bien également et sans déformation, toutes d'une même quantité; cela n'est guère

Fig. 12.



Nos 10 et 15 du tableau d'ensemble.

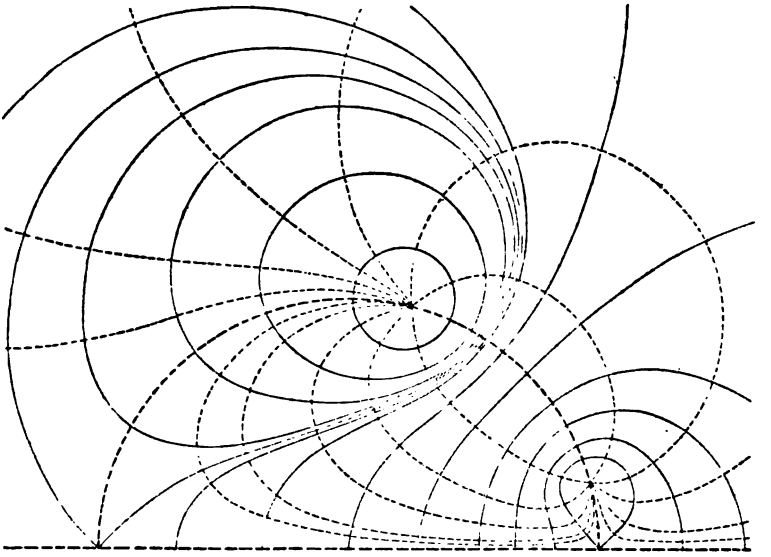
praticable que lorsqu'on a pour directrice un ensemble de lignes formant cercle.

Ou bien l'on choisira, pour réunir tous les couples de pôles, des lignes assez voisines pour qu'on puisse les regarder comme parallèles, et il suffira de coller dos à dos des bandes d'étain sur une lame isolante, facile à contourner suivant telle courbe que l'on voudra. Ce sera très simple, si l'on trouve dans le système d'écoulement des portions de lignes droites.

Mais alors, comme il serait presque impossible d'éviter des contacts métalliques dans les portions libres d'électrodes si rapprochées et de signes contraires, on préférera les appliquer entièrement sur la lame isolante jusqu'à 1^{mm} ou 2^{mm} du bord, qu'on engagera dans une fente découpée *ad hoc* sur la feuille conductrice. On

obtient ainsi, même avec une force électromotrice modérée, des résultats très satisfaisants, dont la précision ne dépend plus que du soin apporté au dispositif de l'expérience.

Fig. 13.



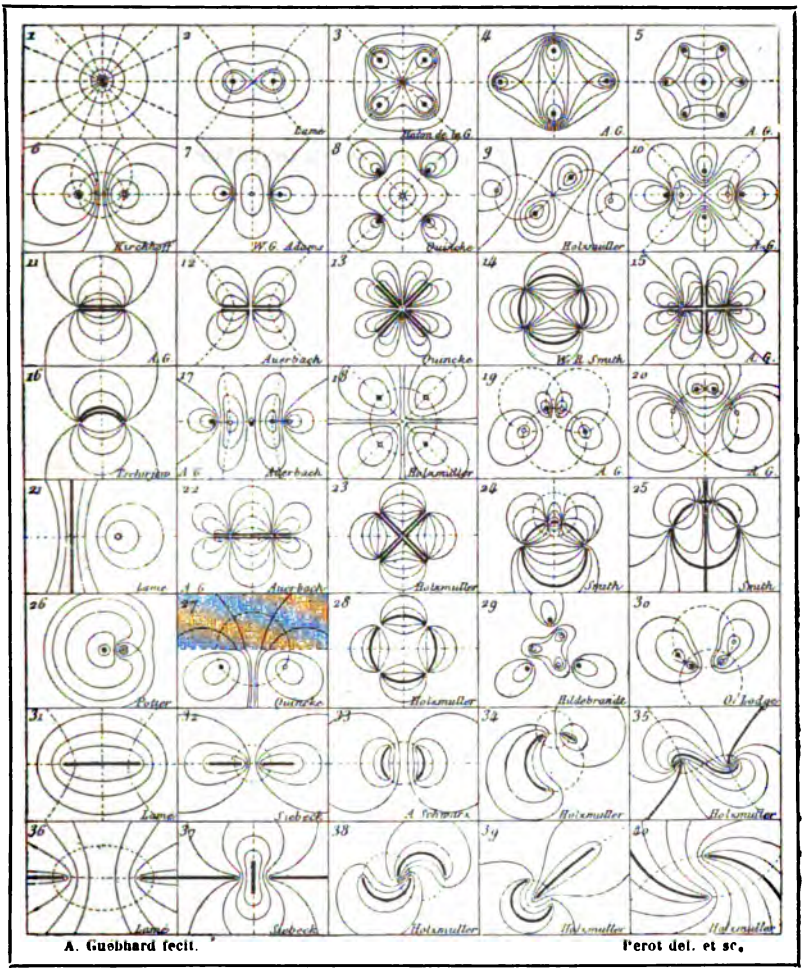
Nos 20 et 25 du tableau d'ensemble.

Les schéma réunis en tableau dans la figure ci-dessous résument, sans qu'il soit besoin d'explication (1), les principaux cas réalisés par moi jusqu'à ce jour. C'est des plus simples naturellement que la loi se dégage avec le plus d'évidence : mais aucun, des plus compliqués, n'a jamais trompé mes prévisions; et, quoiqu'il me reste à compléter, peut-être, au point de vue expérimental, l'étude des électrodes multiples à directrices finies non astreintes à passer par les pôles ou à former un circuit complet, j'ai obtenu déjà des vérifications suffisantes (2) pour autoriser, dans la limite de mes

(1) Les traits continus représentent les lignes équipotentielles, ou la figure électrochimique; les traits interrompus, les principales lignes d'écoulement ou les découpures de limites; les traits forts, la projection des électrodes, dont le signe se déduit, à première vue, de l'allure des courbes.

(2) Faute de documents, ces vérifications n'avaient pu porter jusqu'à ce jour que sur les coniques homofocales de Lamé et sur les courbes dites de Siebeck

expériences, la généralité de mon énoncé, dont la portée, une



fois établie comme moyen d'investigations sûres, dépassera certai-

[*Borchardt's Journ. f. r. u. angew. Math.*, t. LVII, p. 359 (1860)], faciles à réaliser, ainsi que d'autres, moins probantes, de Margules [*Sitzb. d. Wien. Ak.*, t. LXXV, (2), p. 833 (1877)] avec des combinaisons orthogonales de portions de lignes droites. Mais tout récemment la communication obligeante des planches inédites d'un Ouvrage du Dr Holzmüller, de Hagen (*Einführung in die Theorie der isogonalen Verwandtschaften und der conformen Abbildungen*, Leipzig, 1882), m'a permis d'étendre mon contrôle à des arcs courbes à peu près quelconques.

nement le domaine spécial de la Physique expérimentale pour aider à la solution figurative de toutes les questions du calcul des quantités complexes et des transformations imaginaires.

NOTE SUR LA BOUSSOLE DES TANGENTES;

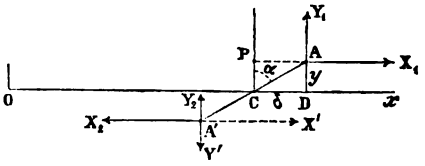
PAR M. MASCART.

Le potentiel d'un courant circulaire de rayon a et d'intensité égale à l'unité sur un point P (*fig.* 1) situé en dehors de l'axe à la distance y de cet axe, peut être développé suivant une série de la forme

$$U = -2\pi(b + cy^2 + dy^4 + \ldots),$$

dans laquelle les facteurs b, c, d... sont des fonctions de la distance x du centre O du cercle au pied C de la perpendiculaire abaissée du point P sur l'axe.

Fig. 1.



Supposons que le courant soit dans le méridien magnétique et qu'une aiguille horizontale AA', de longueur $2l$, ait son centre en C, A étant le pôle positif, et fasse un angle α avec le méridien. Les composantes Y et X de l'action du courant au point P, la première horizontale et parallèle au méridien, la seconde normale à ce plan, ont pour expressions, si l'on se borne aux deux premiers termes de la série,

$$Y = -\frac{\partial U}{\partial y} = 4\pi cy,$$

$$X = -\frac{\partial U}{\partial x} = 2\pi(b' + c'y^2),$$

b' et c' désignant les dérivées des coefficients par rapport à x.

Au point A, ces deux composantes deviendront Y_1 et X_1, et au point A' elles auront d'autres valeurs Y' et X'. Comme le pôle A'

de l'aiguille est négatif, les forces réelles seront dirigées en sens contraires, suivant Y_2 et X_2. Si les pôles de l'aiguille sont égaux à l'unité et qu'on appelle δ la distance CD, on voit que le moment des forces exercées sur l'aiguille est

$$\mu = (X_1 + X_2)y - (Y_1 - Y_2)\delta.$$

Si l'aiguille est très petite, on a, en ne prenant que les termes du second degré,

$$X_1 + X_2 = 2X + \delta^2 X'' = 4\pi(b' + c'y^2) + 2\pi b'''\delta^2,$$
$$Y_1 - Y_2 = 2\delta Y' = 8\pi y c'\delta,$$

et, par suite,

$$\mu = 4\pi y\left(b' + c'y^2 + \frac{b'''}{2}\delta^2 - 2c'\delta^2\right),$$

ou

$$\mu = 4\pi b' l \cos\alpha \left\{1 + \frac{c' l^2}{b'}\left[1 - \left(3 - \frac{b'''}{2c'}\right)\sin^2\alpha\right]\right\}.$$

Si l'intensité du courant est I, et H la composante horizontale du champ magnétique terrestre, l'aiguille sera en équilibre quand on aura

$$2H\sin\alpha = I\mu\cos\alpha,$$

ce qui donne

$$I = \frac{H}{2\pi b'}\tang\alpha\left\{1 - \frac{c' l^2}{b'}\left[1 - \left(3 - \frac{b'''}{2c'}\right)\sin^2\alpha\right]\right\}.$$

Le facteur $\frac{H}{2\pi b'}\tang\alpha$ représente évidemment l'expression ordinaire de l'intensité dans la boussole des tangentes quand on ne tient pas compte de la longueur de l'aiguille.

Le premier terme de correction, que nous avons seul calculé, est proportionnel au carré de la longueur de l'aiguille.

Posant $u = \sqrt{a^2 + x^2}$, on sait que [1]

$$b = \frac{du}{dx} - 1, \quad c = -\frac{1}{4}\frac{d^3u}{dx^3}.$$

Il en résulte

$$\frac{b'''}{2c'} = -2.$$

---

[1] Mascart et Joubert, *Leçons sur l'électricité et le magnétisme*, t. I, p. 403; Paris, 1882.

L'équation $u^2 = a^2 + x^2$ donne aussi

$$b' = \frac{d^2 u}{dx^2} = \frac{a^2}{u^3};$$

on a donc

$$I = \frac{H u^3}{2\pi a^2} \operatorname{tang} \alpha \left[1 - \frac{c' l^2}{b'} (1 - 5 \sin^2 \alpha) \right].$$

Pour une aiguille quelconque, il est facile de voir que l'on doit remplacer la longueur l^2 par l'expression $\frac{\Sigma m l^3}{\Sigma m l}$, dans laquelle m désigne la masse située à la distance l de l'axe de rotation.

En réalité, le calcul du rapport $\frac{c'}{b'}$ n'est pas utile, puisque le coefficient dans lequel il entre doit être déterminé par expérience.

On a d'ailleurs

$$\frac{d^4 u}{dx^4} = \frac{3 a^2}{u^5} \frac{5 x^2 - u^2}{u^4},$$

et, par suite,

$$\frac{c'}{b'} = -\frac{1}{4} \frac{\frac{d^4 u}{dx^4}}{\frac{d^2 u}{dx^2}} = \frac{3}{4} \frac{u^2 - 5 x^2}{u^4} = \frac{3}{4} \frac{a^2 - 4 x^2}{u^4}.$$

La formule finale est donc, si l'on appelle L la longueur totale $2l$ de l'aiguille,

$$I = \frac{H u^3}{2\pi a^2} \operatorname{tang} \alpha \left[1 - \frac{3}{16} \frac{a^2 - 4 x^2}{u^4} L^2 (1 - 5 \sin^2 \alpha) \right].$$

C'est l'expression trouvée par Blanchet.

VARIATION DU COEFFICIENT DE VISCOSITÉ AVEC LA VITESSE;

PAR M. B. ÉLIE.

On emploie dans les équations du mouvement des fluides incompressibles deux coefficients [1], l'un μ de viscosité, l'autre ν

---

[1] KIRCHHOFF, *Vorlesungen über mathematische Physik* (26e leçon).

caractérisant l'adhérence variable du fluide aux parois. Voici un procédé qui m'a semblé commode pour vérifier si ces coefficients sont indépendants de la vitesse. Une sphère creuse pleine de liquide (diamètre, $0^m,12$) est suspendue bifilairement; une autre, massive (diamètre, $0^m,04$), est soutenue à l'intérieur de la première à l'aide d'un fil métallique; ce fil passe par une petite ouverture ménagée dans la sphère creuse entre les fils de la suspension bifilaire et va s'attacher à l'axe vertical d'un appareil de rotation électrique. Afin d'introduire la petite sphère dans la grande, celle-ci était soit percée d'une ouverture juste suffisante, obturée par un disque, soit dévissable suivant un grand cercle. Lorsque la rotation a lieu (2 à 10 tours à la seconde), la sphère extérieure se déplace d'un angle qu'on apprécie par le déplacement, sur une règle graduée, d'une lumière réfléchie par un miroir posé sur les sphères et s'arrête lorsque le moment de la suspension bifilaire équilibre celui dû aux forces de frottement. Or le premier est proportionnel au sinus de l'angle d'écart; le second, si la boule interne est suspendue centralement, vaut

$$8\pi\mu c$$

avec

$$c = \frac{\psi}{\frac{1}{r^3} - \frac{1}{r'^3} + \left(\frac{\nu}{r^4} - \frac{\nu'}{r'^4}\right)},$$

ψ étant la vitesse angulaire, r, r', ν, ν' les rayons et les coefficients d'adhérence des sphères. En faisant varier r, on pourrait obtenir μ et ν pour une vitesse donnée, à une température donnée; malheureusement, je n'ai pu faire ces mesures absolues, n'étant pas suffisamment pourvu, surtout en ce qui concerne l'appareil de rotation. Il est en effet nécessaire que celle-ci soit absolument constante, car il faut attendre plusieurs minutes avant que la lumière reste complètement fixe. Mais toutes les expériences que j'ai faites avec l'eau, en faisant varier le moment de la suspension ou la vitesse, ont montré que les réactions dues aux frottements croissaient plus rapidement que la vitesse: leur rapport augmentait d'un tiers lorsqu'on doublait la vitesse; il semble donc que la viscosité ou l'adhérence, ou les deux ensemble, augmentent avec celle-ci.

APPAREIL POUR MONTRER ET MESURER EN PROJECTION, ET SIMULTANÉMENT, LES PLANS DE POLARISATION DE L'ANALYSEUR ET DE LA LAME CRISTALLISÉE;

PAR M. LÉON LAURENT.

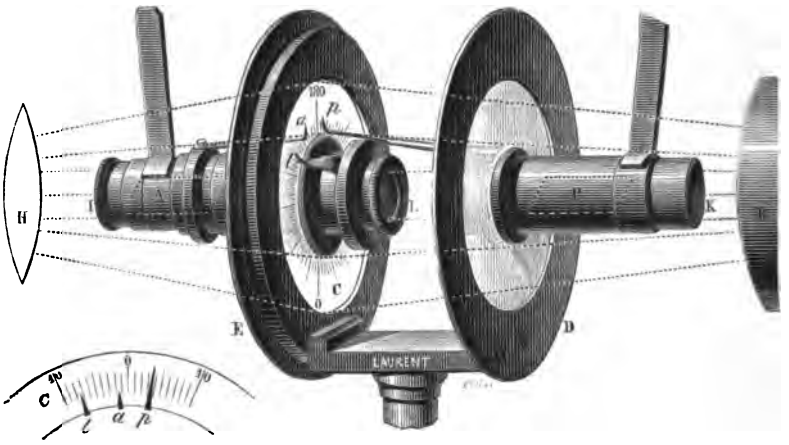
L'appareil est représenté (*fig.* 1) en expérience.

Au point de vue optique, il se compose de deux parties distinctes, mais éclairées *directement* par la même source lumineuse :

1° La partie centrale, qui est formée de lumière *polarisée* sensiblement parallèle et qui reproduit les phénomènes connus de polarisation.

2° La partie extérieure qui est formée de lumière naturelle

Fig. 1.



divergente; elle éclaire un espace annulaire de $0^m,10$ de diamètre qui contient la photographie transparente d'un cadran C divisé et chiffré et les 3 index *a*, *p*, *l*; elle est concentrique à la première.

La partie mécanique comprend deux anneaux métalliques D, E fixés en face l'un de l'autre sur un axe horizontal. L'équerre double qui les relie est montée sur une colonne à trépied et à vis calante.

L'anneau D porte une glace transparente ; au centre est fixée une douille dans laquelle tourne un tube P qui porte le nicol polariseur et un index *p*, qui tourne sur le cadran divisé C. Le tube P

tourne à la main au moyen d'un levier, qui ne gêne pas en projection.

L'autre plateau E porte une grande lentille plan-convexe C : une douille est également fixée au centre ; d'un côté cette douille porte la bonnette mobile L à index *l*, elle reçoit les différentes lames cristallisées ; de l'autre côté, elle porte un second tube A également mobile au moyen d'un levier et à index *a* ; il renferme le nicol analyseur (ou un prisme biréfringent).

Cette lentille C a pour but de faire converger vers le centre de la lentille de projection H le faisceau annulaire divergent qui éclaire le cadran divisé C, et d'achromatiser en même temps le système optique qui sert à le projeter. Concentriquement à la douille, la lentille C porte la photographie transparente annulaire d'un cadran divisé et chiffré, laquelle est éclairée par la lumière divergente qui émane de la bonnette B des lanternes de projections.

Le tube polariseur P contient une lentille convergente K, qui reçoit les rayons divergents de la bonnette B et les rend sensiblement parallèles dans l'intérieur du système PA : elle protège en même temps le nicol.

Le nicol analyseur A porte une lentille divergente I qui sert à ramener *virtuellement* le plan des lames cristallisées L dans celui du cadran C et des index *p*, *a*, *l* ; elle protège de même le nicol.

Le tube polariseur P porte un index *p* (le plus grand) qui frotte sur le cadran C ; la bonnette L porte de même un index *l* (le moyen) ; il frotte aussi sur le cadran C, mais il est plus court, de sorte que ces deux index tournent sans se toucher et indépendamment l'un de l'autre. Enfin le tube analyseur A porte de même un index *a* ; il frotte sur l'autre côté du cadran C ; de cette façon, aucun de ces trois index ne gêne les deux autres.

La lentille de progression H met au point *en même temps* les lames cristallisées, le cadran et les trois index. A chaque instant on voit les phénomènes de polarisation produits sur l'écran et on peut lire la position de chacun des trois index sur une couronne divisée fixe. On peut donc montrer tous les cas, et faire des mesures dans chacun d'eux. On projette des lames de $0^m,02$ de diamètre ; les nicols sont débordés cylindriquement à $0^m,022$ pour réduire les tubes A

et P le plus possible, tout en conservant le maximum de lumière.

L'appareil est simple, facile à manœuvrer et donne la solution générale de la question. Il se place devant les lanternes de projections ordinaires, tout près de B, et fonctionne ainsi soit à la lumière électrique ou Drummond; on rentre un peu les lentilles éclairantes de B, de manière à avoir de la lumière légèrement divergente. Pour projeter, on emploie la lentille courante de projection de $0^m,30$ de foyer H, que l'on place entre l'appareil et l'écran.

L'appareil reçoit, à volonté, en L, des quartz perpendiculaires ou parallèles à l'axe, épais ou minces, ainsi que ma lame $\frac{1}{2}$ onde. J'ai déjà indiqué l'emploi de cette dernière comme le moyen le plus précis de déterminer dans l'espace l'orientation d'un plan de polarisation quelconque (¹); elle sert à placer les goupilles des bonnettes exactement dans la section principale des cristaux. On peut montrer en projection le principe du saccharimètre Soleil, du polarimètre Laurent.

Ces lames sont fixées chacune dans une bonnette qui porte une goupille; cette dernière entre dans une encoche de L; de sorte que la direction de leur section principale est réglée d'avance; elle coïncide avec l'index l; on n'a pas à tâtonner et il suffit de tourner, soit le polariseur P, soit l'analyseur A, soit la bonnette N pour reproduire tous les cas à étudier.

ENREGISTREUR DE LA DURÉE DE LA PLUIE;

PAR M. SCHMELTZ,
Ancien professeur au lycée de Lille.

A la suite d'un travail que j'avais présenté à la Commission météorologique du Nord sur les pluies tombées en 1881 dans le département du Nord, il fut reconnu que la désignation de *jour pluvieux*, employée habituellement en Météorologie pour indiquer la fréquence des pluies, était trop vague, à cause de la trop grande

(¹) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVI, p. 662; 1878.

valeur de l'unité de temps adoptée et je fus engagé par M. Terquem, président de la Commission, à chercher un enregistreur de la durée réelle de la pluie. J'ignorais qu'un tel appareil existât déjà, construit par M. Rédier. L'appareil que j'ai réalisé est d'une très grande simplicité, très peu coûteux, et, malgré son installation défectueuse, il convient parfaitement au but que je m'étais proposé; c'est ce qui m'engage à en donner la description.

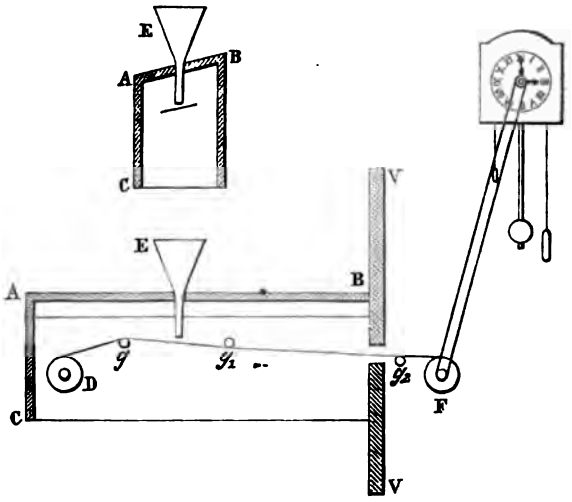
La partie essentielle est formée par une longue bande de papier hydrographique ou sensibilisable par l'action de la pluie. Le papier que j'emploie est celui qui sert dans le télégraphe Morse. Après avoir été trempé dans une dissolution de sulfate de fer, le papier est séché soigneusement et l'on étend dessus, avec un petit tampon de coton, soit de l'acide tannique, soit du cyanoferrure de potassium pulvérisé, mêlé à de la résine en poudre pour rendre l'adhérence plus grande. Cette bande de papier est tendue dans une longue boîte de bois ouverte par le bas CAB (*fig.* 1) fixée extérieurement au volet VV d'une fenêtre. Cette bande est enroulée sur une bobine D, passe au-dessus et au-dessous des guides g, g_1, g_2, traverse le volet par une fente et vient s'enrouler sur le cylindre F. Elle passe au-dessous du bec aplati d'un entonnoir métallique, qui traverse le fond supérieur de la boîte.

La bande de papier a une double inclinaison, qui a pour but de permettre à la pluie en excès de s'écouler et de ne pas se répandre sensiblement au delà du point qui est passé sous l'entonnoir. Elle est inclinée dans le sens de la longueur à l'aide des guides g, g_1, de dehors en dedans et en outre, comme on le voit à la partie supérieure de la figure, la section est inclinée, de telle sorte que l'eau en excès s'écoule par le bord inférieur de la bande. Une pluie fine et peu abondante ne forme sur le papier qu'une bande étroite, tandis que, pour une pluie abondante, la tache occupe toute la largeur du papier.

Le cylindre F reçoit son mouvement de rotation à l'aide d'une chaîne sans fin qui passe sur deux roues dentées identiques, l'une fixée sur l'axe du cylindre F, l'autre sur l'axe de l'aiguille des minutes d'une simple horloge à poids; la bande de papier avance donc par heure d'une longueur égale à la circonférence du cylindre F. A cause de l'enroulement du papier, cette circonférence augmente légèrement pendant la période de vingt-quatre heures;

j'ai réparti cette légère différence, en divisant la longueur enroulée pendant un jour entier en vingt-quatre parties égales à 93^{mm}, longueur qui correspond en moyenne à une heure, ce qui donne 2^{m},33 pour une journée entière. Quand il n'a pas plu pendant une période de vingt-quatre heures, on peut utiliser la même bande de papier; pour cela on sépare le cylindre F de l'horloge motrice et, à

Fig. 1.



l'aide d'une ficelle faisant office de courroie sans fin et passant à travers le volet, on enroule de nouveau la bande sur la poulie D; l'heure donnée par l'horloge est celle qui correspond au moment où la pointe de la bande actuellement sous l'entonnoir vient s'enrouler sur le cylindre.

L'utilité d'un tel enregistreur me semble incontestable, puisqu'on pourra ainsi connaître la durée réelle de la pluie dans chaque station pluviométrique, même pendant la nuit.

En outre, sa sensibilité est telle, qu'il indique l'existence de pluies trop faibles et de trop courte durée pour que l'eau recueillie soit appréciable au pluviomètre.

PH. von JOLLY. — Die Anwendung der Wage auf Probleme der Gravitation, zweite Abhandlung (L'emploi de la balance dans le problème de la gravitation, 2e Mémoire); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIV, p. 331; 1881.

Dans un premier Mémoire, analysé dans ce Journal (1), M. Ph. von Jolly a montré qu'il était possible, à l'aide de la balance, de mesurer la variation du poids d'un corps quand on l'éloigne de quelques mètres seulement de la surface du sol. La balance porte, à chaque extrémité du fléau, deux plateaux reliés l'un à l'autre par une tige métallique qui, dans les premières expériences, avait $5^{m},5$ de longueur, et qui, dans les expériences actuelles, avait une longueur de $21^{m},005$. Les masses pesantes étaient des boules de verre pleines de mercure et pesant 5^{kg}; pour détruire l'effet de la poussée de l'air, on ajoutait toujours dans les plateaux non chargés des boules de même verre et d'égal volume.

Supposons les deux sphères pleines en haut, et les deux sphères vides en bas; on établit l'équilibre en ajoutant un poids additionnel. On transporte alors en bas une des sphères, et il faut ajouter un poids différent pour rétablir l'équilibre. On en déduit la différence de poids causée par le rapprochement du centre de la Terre. Voici comment s'effectuent ces délicates mesures; le fléau de la balance porte un petit miroir perpendiculaire à sa longueur, dans lequel on observe, à l'aide d'une lunette, l'image d'une règle divisée en millimètres et placée à $3^{m},5$ de la balance. On commence par déterminer le nombre de divisions correspondant à une surcharge donnée; sous la charge constante de 5^{kg}, une surcharge de $10^{mg},068$ donne un déplacement de 26,54 divisions. Dans une expérience (16 septembre 1879), les deux sphères pleines étant placées en haut avec un poids additionnel de $20^{mg},058$, on trouve en moyenne pour la position d'équilibre de la balance, la division 134,505; une des sphères étant en bas, avec un poids additionnel de $50^{mg},025$, la position d'équilibre correspond à la division 139,109. D'après l'effet mesuré d'une surcharge connue, on trouve que le poids a augmenté de $31^{mg},713$.

C'est là une expérience particulière; des nombreuses expériences

(1) *Journal de Physique*, t. VIII, p. 240.

qu'il a effectuées, M. Ph. von Jolly déduit pour l'augmentation de poids de la sphère pleine le nombre $31^{mg},686$.

Des valeurs du rayon de la Terre et de l'intensité de la pesanteur à Munich, on peut déduire facilement quelle devrait être l'augmentation théorique; on trouve $33^{mg},059$. Cette discordance, que M. Ph. von Jolly avait déjà constatée dans ses premières expériences, tient à la situation de l'Université, placée à l'un des points les plus bas de la ville, et entourée de constructions plus élevées.

M. Ph. von Jolly calcule : 1° la différence de poids produite par un changement du niveau h, en un point situé au niveau de la mer; 2° cette différence en un point d'une plaine élevée d'une hauteur H au-dessus de la mer; il trouve, en s'appuyant sur un calcul de Poisson, que cette différence est la même, pourvu que l'étendue superficielle de la plaine soit très grande par rapport à sa hauteur au-dessus du niveau de la mer. On a dans les deux cas, en appelant R le rayon de la Terre, et Q et Q′ les demi-poids,

$$Q - Q' = Q' \frac{2h}{R};$$

3° il calcule la différence de poids pour un point d'un continent de forme irrégulière. On peut remplacer l'action des points du sol placés au-dessous du plateau inférieur par l'effet d'une plaine, et celle des points placés entre les deux plateaux par l'action d'une couche indéfinie de densité ρ'; en appelant ρ la densité moyenne de la Terre, on trouve

$$Q - Q' = Q' \frac{2h}{R}\left(1 - \frac{3}{2}\frac{\rho'}{\rho}\right).$$

De la différence constatée précédemment entre l'observation et le calcul, on déduit qu'on peut remplacer l'action des constructions environnantes par celle d'une couche de 21^{m} de hauteur ayant pour densité $\rho \times 0,0277$ (¹).

Le but principal de M. von Jolly est de déterminer la densité de la Terre. Pour cela il introduit sous le plateau inférieur une

(¹) Il est évident que dans ces calculs on a le droit de négliger les quantités de l'ordre de $\frac{1}{R^2}$, à côté de $\frac{1}{R}$.

sphère de plomb de $0^{m},995$ de diamètre, pesant $5775^{kg},2$, et détermine de nouveau la différence de poids. Il trouve ainsi $32^{mg},059$, et, par conséquent, pour l'action de la sphère de plomb, $0^{mg},589$. Il est clair, en effet, que la sphère de plomb n'agit sur la sphère de mercure que dans sa position la plus basse; dans la position élevée, l'action ne serait que $0^{mg},0003$, quantité entièrement inaccessible à l'observation. Il est très facile de déduire de cette augmentation de poids la densité moyenne de la Terre, connaissant la densité du plomb. M. Ph. von Jolly donne comme nombre définitif

$$\rho = 5,692,$$

avec une erreur probable de $\pm 0,068$.

Il peut être intéressant de rappeler, avec l'auteur, les nombres précédemment obtenus par divers observateurs.

Maskelyne.....	4,713	(Déviation du fil à plomb par une montagne.)
Cavendish.....	5,48	(Balance de torsion.)
Reich.....	5,58	(Procédé de Cavendish.)
François Baily...	5,66	»
Cornu et Baille...	5,56	»
Carlini.....	4,84	Observation du pendule à la base et au sommet du mont Cenis.
Airy.....	6,623	Observation du pendule sur le sol et au fond d'un puits de mine.
(D'après les calculs de S. Haughton.).....	5,480	
Ph. von Jolly....	5,692	

Ce résultat, plus fort que les précédents, peut tenir, en partie tout au moins, à la constitution géologique du sol de la Bavière.

Nous sommes obligés de nous contenter de quelques mots pour indiquer les précautions prises par l'auteur dans ces mesures. Les plateaux étaient renfermés dans de doubles cages dont tous les points étaient clos avec des bandes gommées. Le fil de suspension des plateaux inférieurs était enfermé dans un tube de zinc, entouré lui-même d'une couche de paille. Malgré ces précautions, les oscillations devenaient irrégulières toutes les fois que l'état hygrométrique ou la température extérieure variaient rapidement. Il fallait s'astreindre à ne faire les pesées que par des jours couverts, où les

circonstances atmosphériques restaient sensiblement uniformes. Les poids additionnels avaient été comparés avec le plus grand soin au kilogramme étalon de Berlin. H. DUFET.

E. EDLUND. — On the electrical resistance of vacuum (Sur la résistance électrique du vide); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XIII, p. 1; 1882.

C'est un fait bien connu, que les courants électriques ne peuvent pas traverser le vide de Torricelli, et l'on en conclut habituellement que le vide offre un manque absolu de conductibilité. Comment expliquer alors l'action électrique exercée par un corps céleste sur un autre, comme c'est, par exemple, le cas entre le Soleil et la Terre? L'auteur s'est demandé si le fait précédent était dû à la résistance proprement dite du gaz raréfié ou à la résistance subie par le courant à son passage du gaz à l'électrode solide.

Le développement intense de chaleur que MM. Naccari et Bellati ont trouvé à l'électrode négative montre bien qu'ici, comme dans l'arc voltaïque, il doit exister un obstacle à la propagation du courant. Si nous désignons cet obstacle par r et par r_1 la résistance du gaz, l représentant la distance des électrodes, $r + r_1 l$ est l'obstacle total à la propagation du courant d'une électrode à l'autre. Pour qu'une décharge ait lieu il faut que la tension électrique des électrodes puisse surmonter cette somme. Or les expériences directes montrent que r_1 diminue constamment avec la pression du gaz jusqu'à ce que cette pression soit descendue à une quantité très petite 1^{mm} environ, et pendant ce temps r augmente incessamment de valeur. Doit-on admettre que r_1, après avoir incessamment diminué, prend subitement une très grande valeur quand on éloigne les dernières molécules de gaz, ou est-il probable que la résistance r sur les électrodes continue à augmenter? C'est cette dernière hypothèse qu'admet M. Edlund : r peut recevoir une augmentation tellement grande que le courant ne peut plus circuler.

Cette hypothèse admise, toutes les expériences connues s'expliquent aisément, et en particulier celles de Plücker et Gassiot, dans lesquelles l'air d'un tube, assez raréfié pour empêcher le pas-

sage direct d'un courant, se laisse pourtant traverser par des courants produits par influence, lesquels sont cependant beaucoup plus faibles. L'action qui s'exerce entre les corps célestes se conçoit aussi facilement. Tout indique donc que le vide est un bon conducteur de l'électricité et, d'après l'auteur, il est impossible de trouver une seule preuve expérimentale certaine de la non-conductibilité du vide absolu. B.-C. DAMIEN.

C. CHRISTIANSEN. — Einige Versuche über die Wärmeleitung (Quelques recherches sur la conductibilité calorifique); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIV, p. 23; 1881.

La méthode de M. Christiansen n'est applicable qu'aux corps mauvais conducteurs : elle est fondée sur l'observation des températures stationnaires et ne fournit que des conductibilités relatives.

Pour comparer les conductibilités de deux substances, par exemple celle de l'air et celle de l'eau, on dispose l'une au-dessus de l'autre trois plaques de cuivre d'environ $0^m,01$ d'épaisseur, écartées par de petites cales de verre de $0^{cm},02$ à $0^{cm},07$. Les intervalles contiennent les deux substances à comparer. La plaque de cuivre supérieure est échauffée, la plaque inférieure répondra à des températures constantes à l'aide de courants d'eau chaude ou froide; enfin des thermomètres horizontaux pénètrent par des trous percés dans la surface cylindrique des plaques de cuivre et donnent la température moyenne au centre de chacune des plaques.

Quand les corps employés sont très mauvais conducteurs, on peut considérer sans erreur sensible la température de chaque plaque de cuivre comme uniforme dans toute son épaisseur; soient T_1, T_2 et T_0 les températures indiquées par les trois thermomètres, e_1, e_2 les épaisseurs des plaques mauvaises conductrices, K_1, K_2 leurs coefficients de conductibilité intérieure; la perte latérale de chaleur étant négligeable, on a évidemment

$$K_1 \frac{T_1 - T_2}{e_1} = K_2 \frac{T_2 - T_3}{e_2},$$

d'où l'on tire

$$\frac{K_1}{K_2} = \frac{e_1}{e_2} \frac{T_2 - T_3}{T_1 - T_2}.$$

Si la conductibilité des corps étudiés est un peu plus grande, on aura encore une approximation suffisante en désignant par x et x', y et y', z et z' les températures des deux faces de chaque plaque de cuivre, et, remarquant que l'on a

$$T_1 = \frac{x+x'}{2}, \quad T_2 = \frac{y+y'}{2}, \quad \frac{z+z'}{2},$$

et que

$$x - x' = y - y' = z - z' = \delta.$$

En désignant par e_0 l'épaisseur de chacune des plaques de cuivre, par K_0 le coefficient de conductibilité du cuivre, on trouvera sans peine

$$\delta = \frac{K_1}{K_0}\frac{e_0}{e_1}(T_1 - T_2), \quad \frac{K_2}{K_1} = \frac{e_2}{e_1}\frac{T_1 - T_2 - \delta}{T_2 - T_3 - \delta}.$$

Pour déterminer $\frac{K_2}{K_1}$, il faut connaître approximativement δ, et, par suite, $\frac{K_1}{K_0}$, mais il suffit d'une valeur assez grossière, à cause de la petitesse de δ.

Les formules se compliquent encore un peu plus, si l'on suppose que les coefficients K dépendent de la température u, par la relation

$$K = k(1 + \alpha u).$$

La quantité de chaleur traversant un plan horizontal quelconque de l'appareil étant invariable quand l'état permanent est atteint, on a

$$-k(1 + \alpha u)\frac{du}{dx} = C,$$

d'où

$$-k\left(u + \frac{1}{2}\alpha u^2\right) = Cx + C',$$

et comme, pour $x = 0$, on doit avoir $u = T$; pour $x = e$, $u = T_2$, on a

$$C = K\left(1 + \alpha\frac{T_1 + T_2}{2}\right)\frac{T_1 - T_2}{e}.$$

On établit alors avec une approximation suffisante, en désignant par h la conductibilité intérieure du cuivre, par T_0 la température de l'enceinte, par S la section des plaques, par A leur surface la-

térale

$$K_1\left(1+\alpha_1\frac{T_1+T_2}{e}\right)\frac{T_1-T_2}{e_1}-K_2\left(1+\alpha_2\frac{T_2+T_3}{2}\right)\frac{T_2-T_3}{e_2}=\frac{hA}{S}(T_2-T_0)$$

$$\frac{K_1}{K_2}=\frac{e_1}{e_2}\frac{T_2-T_3}{T_1-T_2}\left(1+\frac{Ahe_2}{SK_2}\frac{T_2-T_0}{T_2-T_3}\right),$$

où K_1 représente la conductibilité à la température $\frac{T_1+T_2}{2}$, K_2 la même grandeur à la température $\frac{T_2+T_3}{2}$. En prenant pour les deux plaques à comparer deux plaques de la même substance et de même épaisseur, ces formules permettent de calculer la valeur du coefficient de variation α. Cette méthode a donné pour l'air

$$\alpha = 0,001504,$$

nombre notablement plus petit que celui de M. Winkelmann (1).

L'auteur a comparé les conductibilités de divers liquides (eau, alcool, glycérine, huile d'olive, essence de citron) à celle de l'air : les valeurs relatives qu'il obtient présentent un accord suffisant avec les résultats des mesures absolues de M. H. F. Weber (2).

E. Bouty.

H. LORBERG. — Ueber Wärmeleitung in einem System von Cylindern, und über die experimentelle Bestimmung der Leitungsfähigkeit des Wassers (Sur la conductibilité calorifique dans un système de cylindres et sur la détermination expérimentale de la conductibilité de l'eau); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIV, p. 291 et 426; 1881.

A propos du grand Mémoire de M. H.-F. Weber sur la conductibilité des liquides, analysé précédemment dans ce Journal (3), M. Lorberg traite théoriquement le problème suivant :

Étant donné un système de n cylindres de même rayon et de substance différente, superposés par leurs bases et qui ont à l'origine en tous leurs points une même température u_0, on

---

(1) Winkelmann, *Pogg. Ann.*, t. CLVII, p. 514, et t. CLIX, p. 177; 1876.

(2) H.-F. Weber, *Annalen der Physik und Chemie*, t. X, p. 103 (1880), et *Journal de Physique*, t. IX, p. 169 (1880).

(3) Voir *Journal de Physique*, t. IX, p. 169; 1880.

porte subitement à 0° la base du cylindre inférieur et on place en même temps tout le système dans une enceinte maintenue a 0°; déterminer la distribution des températures variables dans l'un quelconque des cylindres au bout d'un temps t quelconque.

M. Lorberg admet, contrairement à l'opinion de Poisson, qu'à la surface de contact des deux corps différents, solides ou liquides, il n'y a aucune différence finie de température. C'est ce que M. Weber avait aussi admis, à l'exemple de la plupart des physiciens contemporains; il est bon toutefois de rappeler que, si d'une part M. G. Wiedemann (1) a cru pouvoir déduire d'expériences à cet égard que, pour deux métaux, la température varie d'une manière continue, même à la surface de séparation, Ångström est arrivé à la conclusion contraire pour le cas de deux métaux (2) et Despretz (3) pour celui de deux liquides.

Après avoir établi, à l'aide des fonctions de Bessel, les équations générales du problème qu'il s'était posé, M. Lorberg étudie en particulier le cas de trois cylindres superposés, qui est celui des expériences de M. H.-F. Weber. Il élève quelques objections sur le mode de calcul employé par l'auteur : en particulier, on sait que pour produire la température de 0° à la base du cylindre de cuivre inférieur de son appareil (4), M. H.-F. Weber déposait le système formé par les deux plaques de cuivre et le liquide interposé sur une plaque épaisse de glace; il admettait ensuite dans ses calculs qu'on peut négliger le temps que met la température de zéro à se propager jusqu'à la base supérieure du cylindre inférieur, qui n'a que $0^{cm},5$ d'épaisseur. Calculant à nouveau les expériences de M. Weber relatives à l'eau, M. Lorberg montre que cette hypothèse n'est pas absolument légitime, et qu'il en résulte une correction notable à apporter aux résultats. M. Weber donne pour coefficients de conductibilité de l'eau à 0° et à 18°, tirés de deux des expériences dont il a publié les détails, $k_0 = 0,0768$, $k_{18} = 0,0867$. A ces

(1) Wiedemann, *Pogg. Ann.*, t. XCV, p. 337; 1855.
(2) Angström, *Pogg. Ann.*, t. LXXXVIII, p. 165; 1853.
(3) Despretz, *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXII, p. 484; 1871.
(4) *Journal de Physique*, t. IX, p. 171; 1880.

nombres il faudrait substituer $k_0 = 0,08266$, $k_{18} = 0,09108$. Ajoutons tout de suite que M. Lorberg, aussi bien que M. Weber, ayant intégré les équations du problème correspondant à l'expérience en supposant les conductibilités indépendantes de la temrature, ces nombres ne permettent de calculer en toute rigueur ni la valeur absolue du coefficient de conductibilité pour une température donnée, ni le coefficient de variation de la conductibilité de l'eau avec la température. E. Bouty.

R. WEBER. — Die Wärmeleitungsvermögen von Gneiss und seine Abhängigkeit von der Temperatur (Conductibilité calorifique du gneiss, sa variation avec la température); *Inaugural Dissertation*, Zürich, 1878.

La méthode employée par M. R. Weber offre beaucoup d'analogie avec celle dont MM. Ayrton et Perry ont fait usage dans un Mémoire que nous avons analysé précédemment (¹). Une sphère de gneiss, dont tous les points sont primitivement à la même température, est portée subitement dans une enceinte pleine d'air sec et dont la température est maintenue à une autre valeur constante. On observe, à l'aide de soudures thermo-électriques, les températures variables au centre de la sphère et en un point très voisin de la surface. Les mesures ne doivent être effectuées qu'à partir d'un temps assez long, à partir du début de l'expérience, pour que la température u en un point quelconque de la sphère varie suivant une formule exponentielle

$$u = Ne^{-mt},$$

et que les températures au centre et à la surface soient dans un rapport sensiblement constant. Ces conditions se trouvaient réalisées au bout d'une heure environ dans les expériences de M. R. Weber.

Dans un premier groupe d'expériences, la température initiale était celle de la salle, et le vase de cuivre formant enceinte était porté à 97° ou 98° par un courant de vapeur d'eau ; dans un second groupe, les conditions étaient renversées ; la température initiale

---

(¹) Voir *Journal de Physique*, t. VIII, p. 101 ; 1879.

était de 98° et l'enceinte était refroidie à 25° par une grande masse d'eau.

Les valeurs des conductibilités k et h intérieure et extérieure obtenues dans les deux cas sont très différentes. M. R. Weber en conclut que les deux conductibilités varient assez rapidement avec la température : la conductibilité intérieure k décroît, la conductibilité h croît; mais les formules de Fourier, employées par l'auteur, supposant ces quantités invariables, il en résulterait simplement que, si les expériences sont exactes, les formules ne sont point applicables aux corps mauvais conducteurs, et qu'il faudrait intégrer l'équation différentielle du mouvement de la chaleur en laissant h et k variables. Or cela n'a été fait jusqu'ici qu'en supposant les variations de ces coefficients très petites par rapport à leur valeur moyenne.

M. R. Weber a soumis une sphère de paraffine aux mêmes essais que la sphère de gneiss. Pour la paraffine les coefficients h et k calculés par les formules de Fourier croîtraient tous deux avec la température, et la variation de k serait huit fois plus rapide que pour le gneiss (¹). Tous ces résultats sont très éloignés de ceux que l'on a annoncés jusqu'ici, et demanderaient à être confirmés.

E. Bouty.

ARCHIVES DES SCIENCES PHYSIQUES ET NATURELLES (DE GENÈVE).

Tomes V et VI; 1881.

M.-W. MEYER. — Note sur l'emploi du microphone dans le service de l'heure astronomique, t. V, p. 25.

Sur l'enregistrement des battements de secondes d'une pendule au moyen du microphone, t. VI, p. 418.

Un microphone fixé sur le support intérieur d'une pendule astro-

---

(¹) On aurait pour le gneiss

$$k = (5,7786 - 0,0162\,t)\,10^{-4} \quad \text{c. g. s.}$$
$$h = (3,0293 + 0,00575\,t)\,10^{-4} \quad \text{»}$$

et pour la paraffine

$$k = (2,294 + 0,1455\,t)\,10^{-4} \quad \text{c. g. s.}$$
$$h = (1,697 + 0,0475\,t)\,10^{-4} \quad \text{»}$$

nomique permet à un observateur, placé dans une salle différente et muni d'un téléphone, d'entendre les battements de la pendule avec une netteté qui ne laisse rien à désirer; par suite, de comparer les diverses pendules d'un établissement, d'observer aux lunettes placées dans des salles autres que celle de la pendule, etc. Ce système fonctionne avec succès à l'Observatoire de Genève, où on l'emploie en outre à transmettre l'heure à l'Hôtel municipal. A cet effet, les deux établissements sont reliés par une ligne téléphonique, et l'astronome chargé du service de l'heure écoute directement les battements de la pendule municipale : les minutes étant marquées par un bruit particulier, on détermine l'erreur de la pendule avec la même exactitude que si elle était installée à côté de la pendule de l'Observatoire.

En plaçant les microphones de deux pendules et les piles correspondantes en dérivation sur un même téléphone, l'observateur entend à la fois les battements des deux pendules : on règle aisément les résistances des dérivations de manière à donner aux deux sons la même intensité, et alors l'observation de la coïncidence des battements se fait mieux que par le secours direct de l'oreille, tout au moins quand les battements des deux pendules sont inégalement forts ou que leur son affecte un caractère différent.

En substituant au téléphone un relais quelconque de télégraphe, M. Meyer a reconnu que la variation d'intensité du courant de la pile, produite par le jeu du microphone à l'instant du battement, est assez considérable pour faire jouer l'ancre du relais : les battements de celle-ci reproduisent donc ceux de la pendule. Mais les mouvements d'un relais peuvent être transmis par une forte pile à travers une ligne télégraphique de grande longueur. On peut donc entendre *directement* le battement d'une pendule *ordinaire* à des centaines de kilomètres de distance. L'expérience a été faite entre Genève et Vienne pendant les travaux entrepris pour déterminer la différence de longitude des deux observatoires. Cette installation, toute primitive, qui transforme une pendule ordinaire en pendule électrique, a paru à MM. Plantamour et Oppolzer assez satisfaisante pour qu'ils aient jugé à propos de l'employer dans la seconde moitié de leur travail relatif à la longitude.

On peut aussi établir un chronographe électrique dans le circuit d'un microphone : l'ancre de la bobine du chronographe se comporte dans cette dernière expérience comme celle du relais dans la précédente, et l'on obtient l'enregistrement électrique des battements de la pendule.

F.-A. FOREL. — Essai sur les variations périodiques des glaciers, t. VI, p. 5 et 448.

La longueur d'un glacier dépend : 1° de son alimentation par les neiges des névés; 2° de la fonte de la glace ou *ablation* par l'effet de la chaleur. Ces deux causes concourent à produire une variation de l'épaisseur du glacier, par suite une variation de sa vitesse d'écoulement.

Les névés proviennent de chutes de neiges accumulées pendant des périodes très longues et dont il est difficile de fixer le terme. Une augmentation actuelle des névés produit une augmentation de la vitesse d'écoulement; celle-ci devenant plus considérable une masse donnée de glace parcourt une distance déterminée en un temps moindre, et perd moins par l'ablation : l'augmentation des névés est donc une cause d'augmentation de la longueur des glaciers. Inversement une élévation de la température moyenne est accompagnée d'une augmentation de l'ablation, c'est-à-dire d'une diminution de l'épaisseur dans toute l'étendue du glacier; la vitesse d'écoulement diminue donc, et par suite aussi la longueur du glacier. Suivant les circonstances, l'une ou l'autre des deux causes peut devenir prépondérante.

Toutefois on doit remarquer que l'ablation s'exerce surtout dans les régions inférieures du glacier; que, par suite, une variation actuelle de la température moyenne produira des effets rapides et de courte durée; tandis qu'une variation actuelle de l'alimentation produira des effets plus lents, mais répartis sur une période d'un beaucoup plus grand nombre d'années, eu égard à la durée très longue du voyage de la glace depuis les névés supérieurs jusqu'à la moraine terminale.

On a constaté sur le grand glacier du Rhône des variations de longueur dont la période, presque séculaire, est manifestement irrégulière. La périodicité des chutes de pluie ou de neige et celle

des variations de la température moyenne offrent des caractères analogues : tantôt l'un, tantôt l'autre des deux effets prédomine, et la période résultante participe des irrégularités des périodes des deux phénomènes composants.

D. COLLADON. — Note sur quelques expériences faites en 1826 sur les courants électriques produits par des éclairs éloignés, et sur une observation de M. René Thury, relative au bruit des téléphones pendant les orages, t. VI, p. 219.

Un fil de cuivre, tendu entre deux toitures et en relation avec le sol, communiquait à deux téléphones. M. Thury a observé que, à chaque orage, rapproché ou lointain, la production des éclairs était régulièrement accompagnée d'un bruit caractéristique dans le téléphone. Ce bruit était toujours perçu à l'instant même où on voyait l'éclair, alors même que l'orage était trop éloigné pour qu'on entendît le bruit du tonnerre. M. Thury compare ce bruit celui d'une allumette suédoise frottée sur sa boîte, et en évalue la durée à une demi-seconde au plus.

M. Colladon rapproche ces expériences d'expériences analogues qu'il a réalisées, dès 1826, à l'aide d'un galvanomètre spécial construit pour la mesure des courants des machines à frottement, etc. (1).

D. COLLADON. — Déviation de la foudre dans une campagne située aux environs de Genève; t. VI, p. 221.

La foudre ayant d'abord frappé un arbre très élevé, situé à $2^m,60$ à l'intérieur d'une palissade formée de lattes de bois de châtaignier réunies par plusieurs rangées de fil de fer, a endommagé un deuxième arbre situé très près et en dehors de la palissade, puis, conduite par les fils de fer à peu de distance d'un tuyau amenant le gaz à une maison d'habitation, elle a passé des fils au tuyau en causant quelques dégâts; enfin elle a laissé des traces très nettes dans la maison, au voisinage des fils de fer d'une rosace en carton pâte.

M. Colladon conclut de cette observation que les fils télégraphiques ou téléphoniques peuvent ne pas être sans danger pour

(1) *Annales de Chimie et de Physique*, 2e série, t. XXXIII, p. 62.

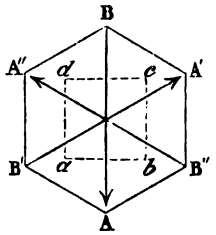
il est facile de le constater à l'aide d'un petit anneau métallique que l'on peut placer à diverses hauteurs le long du prisme et relier avec un électromètre, les feuilles d'étain des deux bases communiquant avec la terre; on n'observe jamais aucun effet électrique dans l'anneau lorsque l'on exerce une pression.

Mais il est un autre mode de déformation : on peut comprimer le cristal normalement à l'axe en recueillant toujours l'électricité sur les deux bases.

Dans le cas de la tourmaline, les phénomènes électriques sont de même sens par pression et décompression normalement à l'axe que par pression et décompression suivant l'axe.

Nous décrirons encore le phénomène dans le cas du quartz. Le quartz possède trois axes électriques horizontaux à 60° les uns des autres. Ces trois axes sont dirigés d'une arête à l'arête opposée du prisme hexagonal. Si l'on se représente l'hexagone régulier formé par la section droite du prisme de quartz, les axes pourront y être figurés en direction et en sens par des flèches (*fig.* 1).

Fig. 1.



Soit un parallélépipède rectangle taillé dans un morceau de quartz de telle sorte que deux faces soient normales à un axe électrique, deux normales à l'axe optique, les deux autres parallèles au plan défini par l'axe optique et l'axe électrique que l'on considère (a, b, c, d serait la base d'un pareil parallélépipède dans la *fig.* 1).

On devra toujours recueillir l'électricité sur les deux faces normales à l'axe électrique, qui seront à cet effet recouvertes de deux feuilles d'étain; mais il y aura trois modes de déformations différents :

1° On pourra comprimer suivant l'axe électrique et, dans ce cas, l'extrémité de l'axe qui se chargera positivement par pression sera

celle située du côté de l'arête qui porte les facettes du ditrièdre;

2° On pourra comprimer normalement au plan passant par l'axe optique et l'axe électrique; lors d'une pression, le phénomène électrique sera de sens contraire à celui qui avait lieu par pression dans le cas précédent;

3° On pourra comprimer suivant l'axe optique, et dans ce cas aucun phénomène électrique ne se produira.

Les axes latéraux du quartz ont été découverts par M. Friedel à l'aide d'un procédé particulier d'échauffement. Par le même procédé, M. Friedel a aussi montré l'existence de trois axes latéraux dans la tourmaline.

Ces trois axes sont tout à fait analogues à ceux du quartz, et tout ce que nous venons de dire sur ces derniers leur est applicable.

Dans la tourmaline, ils sont notablement plus faibles que l'axe principal; et leurs effets lors d'une déformation s'ajoutent simplement à ceux que nous avons décrits comme venant de l'axe principal.

II.

La forme des cristaux hémièdres à faces inclinées est en harmonie parfaite avec les phénomènes électriques que ces cristaux présentent.

Pour qu'une direction jouisse des propriétés des axes électriques dans un cristal, il est nécessaire que ce cristal soit privé des mêmes éléments de symétrie que ceux qui feraient défaut à un champ électrique dirigé suivant cette direction, c'est-à-dire : 1° qu'il n'ait pas de centre; 2° qu'il n'ait pas de plan de symétrie perpendiculaire à la direction en question; 3° qu'il n'ait pas d'axe de symétrie d'ordre pair perpendiculaire à cette direction.

Ces conditions sont nécessaires, et l'expérience montre qu'elles sont suffisantes dans le cas des cristaux. Les éléments de symétrie caractéristiques d'un phénomène sont ceux qui doivent nécessairement manquer pour que le phénomène puisse exister.

Tous les cristaux étudiés jusqu'ici, possédant des directions comme celles que nous venons de définir, ont présenté des phénomènes électriques analogues à ceux de la tourmaline et du quartz.

Dans la liste de ces substances on rencontre les groupements d'axes les plus variés :

La calamine, le sucre candi, l'acide tartrique possèdent un seul axe électrique.

La blende, le chlorate de soude, la boracite, le sel de Seignette en ont quatre.

M. Hanckel vient de reconnaître encore ces phénomènes dans la struvite et dans le tartrate de potasse. On doit du reste les retrouver dans tous les cristaux provenant de substances douées du pouvoir rotatoire.

III.

Nous allons énoncer les lois expérimentales que nous avons établies pour les quantités d'électricité dégagées, en étudiant plus particulièrement la tourmaline et le quartz. Nous supposerons que l'on a affaire à un parallélépipède rectangle et que l'on recueille l'électricité sur deux faces opposées entièrement recouvertes de feuilles d'étain :

1° *Les quantités d'électricité dégagées aux extrémités d'un axe lors d'une déformation sont égales et de signes contraires.*

2° *Les quantités d'électricité dégagées à une des extrémités sont égales et de signes contraires pour deux déformations inverses l'une de l'autre.*

3° *Les quantités d'électricité dégagées sur chaque extrémité sont proportionnelles à la variation de pression.*

4° *Pour une même variation de pression, lorsqu'elle s'exerce suivant la direction aux extrémités de laquelle on recueille l'électricité, les quantités d'électricité dégagées sont indépendantes des dimensions du cristal.*

5° *Pour une même variation de pression, lorsqu'elle s'exerce normalement à la direction suivant laquelle on recueille l'électricité, les quantités d'électricité dégagées sont proportionnelles au rapport de la longueur à l'épaisseur; elles sont indépendantes de la longueur du cristal.* Nous désignons ici par longueur la dimension parallèle à la direction suivant laquelle on agit; par épaisseur la dimension aux extrémités de laquelle on recueille, par largeur la troisième dimension.

Il est intéressant de rapprocher de ces lois celles que Gaugain a trouvées pour les phénomènes de pyro-électricité de la tourmaline :

1° *Les quantités d'électricité dégagées aux deux extrémités du cristal lors d'une variation de température sont égales et de signes contraires.*

2° *Les quantités d'électricité dégagées à une des extrémités sont égales et de signes contraires pour deux variations de température inverses l'une de l'autre.*

3° *Les quantiiés d'électricité dégagées à chaque extrémité sont proportionnelles à la variation de température.*

4° *Pour une même variation de température, les quantités d'électricité dégagées sont proportionnelles à la surface suivant laquelle on recueille; elles sont indépendantes de la troisième dimension du cristal.* Si l'on cherche, dans le cas des variations de température ou dans les deux cas de variation de pression que nous avons considérés, quelle relation il peut y avoir entre la déformation du cristal et la quantité d'électricité dégagée, on trouve pour chacun des trois cas pris séparément les lois suivantes :

1° *Pour un même cristal les quantités d'électricité dégagées sont proportionnelles à l'intensité de la déformation en chaque point.*

2° *Pour une même intensité de déformation en chaque point les quantités d'électricité dégagées sont proportionnelles à la surface suivant laquelle on recueille, et sont indépendantes de la troisième dimension du cristal.*

IV.

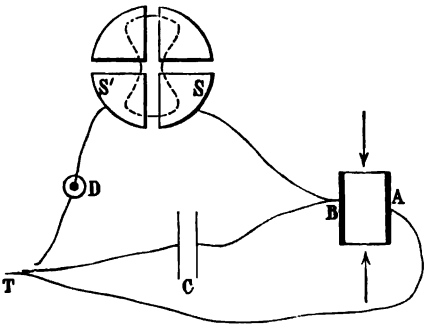
Voici la méthode que l'on peut adopter pour établir les lois que nous venons d'énoncer et pour déterminer en valeur absolue la quantité d'électricité dégagée.

L'aiguille d'un électromètre Thomson-Mascart étant chargée à l'aide d'une pile, on unit une des lames d'étain A (*fig.* 2) à la terre, l'autre lame B à l'un des couples de secteurs S de l'électro-

mètre et en même temps à un condensateur de capacité connue d'après ses dimensions géométriques (¹).

Cet ensemble de conducteurs étant isolé, on met l'autre couple de secteurs S′ de l'électromètre en communication avec l'un des pôles d'un élément daniell D (l'autre pôle étant à terre). L'aiguille de l'électromètre dévie, et l'on ajoute des poids agissant sur le cristal jusqu'à ce que l'on ait ramené l'aiguille au zéro (cette opération se fait comme une pesée ordinaire, en plaçant et en retirant des poids, la quantité d'électricité dégagée ne dépendant que de

Fig. 2.



la pression finale). La lame d'étain B, l'étalon de capacité C et les deux secteurs S′ sont alors au potentiel d'un daniell, et l'on connaît le poids qui a été nécessaire pour arriver à ce résultat. On répète la même opération après avoir supprimé l'étalon de capacité. La différence des poids obtenus dans le premier et le deuxième cas représente le poids nécessaire pour porter l'étalon de capacité au potentiel d'un daniell. L'expérience que nous venons de décrire est susceptible de donner des mesures précises, si toutes les pièces sont bien isolées.

La quantité d'électricité dégagée par une pression de 1^{kg} exercée sur un cristal de tourmaline dans la direction de l'axe est susceptible de porter une sphère de $14^{cm},3$ au potentiel d'un daniell, c'est-à-dire qu'elle est égale à 0,053 unités C.G.S. électrostatiques. La quan-

(¹) Nous nous sommes servis d'un condensateur cylindrique formé de deux pièces, avec lequel on peut éliminer l'erreur due aux extrémités.

tité d'électricité dégagée par une pression de 1^{kg} exercée sur un cristal de quartz dans la direction de l'axe est susceptible de porter une sphère de $16^{c},8$ au potentiel d'un daniell, c'est-à-dire qu'elle est égale à 0,063 unités C.G.S. électrostatiques. Lorsque la pression s'exerce normalement au plan contenant l'axe optique et l'axe électrique, la quantité d'électricité dégagée est proportionnelle au rapport des deux dimensions du cristal normales à l'axe optique ; lorsque ce rapport est égal à l'unité, la quantité d'électricité est la même que par pression suivant l'axe.

V.

Un cristal hémièdre constitue une source d'électricité jouissant de propriétés spéciales et nouvelles qui peuvent être utilisées; il permet de fournir à un conducteur des quantités d'électricité que l'on peut choisir d'avance ou faire varier à l'aide de véritables pesées. La propriété que possède le cristal de donner des quantités d'électricité proportionnelles aux pressions exercées permet de faire des mesures en se servant de l'électromètre comme d'un électroscope, c'est-à-dire en ramenant toujours l'image au zéro.

Si l'on se reporte à l'expérience qui a permis de mesurer les quantités d'électricité dégagées, on peut substituer au condensateur de capacité connue un conducteur quelconque et, en répétant l'expérience, déterminer sa capacité. De même on peut remplacer l'élément daniell par une autre pile et en déduire ensuite la force électromotrice [1]. Enfin on peut évaluer une charge en cherchant quel poids il faut placer sur le cristal pour produire une quantité d'électricité égale et contraire et annuler la charge.

---

[1] Ces méthodes présentent de réels avantages : on peut s'arranger de façon à exercer la pression presque au même moment que celui où l'on fait communiquer la pile à l'électromètre, et la mesure revient à chercher le poids nécessaire pour que, après cette double opération, l'image reste au zéro.

RECHERCHES HISTORIQUES SUR LES ÉTALONS DE POIDS ET MESURES DE L'OBSERVATOIRE, ET LES APPAREILS QUI ONT SERVI A LES CONSTRUIRE;

PAR M. C. WOLF.

L'histoire de nos étalons de mesures est généralement si mal connue, les traditions qui les conservent sont entourées de telles obscurités, qu'il eût été impossible, il y a quelques mois, d'affirmer que nous possédions encore en France un étalon authentique de la toise, et que les opinions les plus divergentes avaient cours sur l'origine de nos divers mètres en platine.

Des différentes toises qui ont servi, au siècle dernier, aux opérations géodésiques, celles de Picard, de Lahire, des Cassini, de La Caille et de Mairan sont complètement perdues. Il ne reste à l'Observatoire que les toises du Pérou et du Nord, et, si l'on en croyait des bruits très répandus, l'état de conservation de ces deux règles laisserait beaucoup à désirer. Plusieurs savants affirment que la toise du Nord, après son retour de Laponie, fut limée et mise au feu par Camus. La toise du Pérou, en 1854, aurait subi de graves altérations, ayant été, dit-on, employée comme levier et mise au feu par des ouvriers ignorants ou mal intentionnés, si bien qu'on a pu imprimer, en Allemagne, que la toise du Pérou était aujourd'hui perdue.

Le mètre en platine de l'Observatoire, bien qu'il porte le poinçon de la Commission de l'an VII, n'aurait été terminé qu'en 1805, suivant l'opinion la plus répandue; et le seul mètre contemporain de celui des Archives serait celui du Conservatoire, qui cependant ne lui a été directement comparé qu'en 1865.

Enfin, des divers appareils qui ont servi à l'établissement du système métrique, et dont un décret consulaire du 1er vendémiaire an XII a ordonné le dépôt à l'Observatoire, on ne connaissait plus d'une manière certaine que les quatre règles de Borda et le comparateur de Fortin, employé à la détermination du poids du décimètre cube d'eau.

Les recherches que je viens de terminer m'ont amené aux résultats suivants :

1° Les toises du Pérou et du Nord existent à l'Observatoire,

avec des caractères indéniables d'authenticité, et dans un état de conservation tel, qu'on peut les considérer comme identiques à ce qu'elles étaient en 1735, lorsqu'elles sortirent des mains de Langlois.

Ce n'est pas la toise du Nord qui fut mise au feu par Camus et Le Monnier; mais son *étalon,* c'est-à-dire une barre de fer portant deux talons d'acier, entre lesquels on faisait entrer la toise pour vérifier sa longueur, et qui servait à étalonner des règles semblables pour les opérations sur le terrain. Cet étalon est d'ailleurs depuis longtemps perdu.

La toise du Pérou n'a subi, en 1854, qu'un nettoyage superficiel, qui n'en a altéré aucun caractère, même délicat, comme sa graduation. Comparée à la toise du Nord, elle présente, suivant le mode de comparaison, les mêmes différences de longueur qui ont été accusées par les opérations de 1735 et de 1756, et par celles des Commissions successives du Mètre, de 1792 à 1799.

2° J'ai pu obtenir d'une manière complète, sur des documents authentiques et presque tous inédits, l'histoire des mètres et des kilogrammes en platine.

Dès 1795, un ouvrier de Marseille, Jannetti, fut appelé à Paris et chargé de fabriquer les mètres et les kilogrammes. Il fabriqua quatre règles et quatre cylindres en platine. (Rapport de Brisson, Legendre et Guyton de Morveau, du 11 vendémiaire an X.)

Les quatre règles, ajustées par Lenoir à la longueur du mètre, furent vérifiées par les Commissaires de l'an VII, en même temps que douze mètres en fer, et par comparaison avec les deux toises du Pérou et du Nord. L'un des mètres en platine devint le prototype des Archives; les trois autres, marqués du poinçon de la Commission, restèrent à l'Institut.

En ventôse de l'an VIII, deux de ces mètres furent ajustés de nouveau par Lenoir, par rapport à un des mètres en fer, dont la différence au prototype des Archives était connue, et vérifiés par une Commission de l'Institut. L'un de ces mètres fut remis à l'Agence des poids et mesures près le Ministère de l'Intérieur, avec un kilogramme, également vérifié par la même Commission. Ces deux étalons sont devenus, en 1848, le mètre et le kilogramme du Conservatoire des Arts et Métiers.

L'autre mètre resta à l'Institut, et, sous le nom de *mètre de l'Institut,* servit à un grand nombre de comparaisons.

La collection de l'Institut comprenait, en outre, les deux toises, les quatre règles de Borda, la règle du pendule de Borda et Cassini, le comparateur de l'Institut, qui avait servi, depuis 1792, à toutes les opérations de Borda, Lavoisier et Brisson et de la Commission de l'an VII; enfin un mètre et un double mètre en fer. Cette liste nous a été conservée par de Prony.

Le 1er vendémiaire an XII (1803), un décret consulaire ordonne le dépôt à l'Observatoire des étalons du mètre et du kilogramme, et de tous les appareils qui ont servi aux astronomes français pour l'établissement du système métrique.

J'ai eu le bonheur de retrouver le procès-verbal de dépôt de ces instruments, signé de Delambre et de Prony. La liste des objets déposés est identique à celle que de Prony nous a laissée des appareils composant la collection de l'Institut. C'est donc cette collection, et en particulier le mètre en platine de l'Institut, qui sont devenus, en 1803, la collection et le mètre de l'Observatoire.

Dès qu'il fut en possession de ces étalons, le Bureau des Longitudes en commença une série de comparaisons, au milieu desquelles est venue se placer, en juin 1805, celle du mètre en platine avec le prototype des Archives. Cette date est celle de la première comparaison officielle du mètre de l'Observatoire, mais non celle de son origine, comme le prétendait le général Morin.

Le quatrième mètre en platine vient d'être retrouvé, par M. Tresca, dans les collections des Ponts et Chaussées.

3° Les quatre cylindres de platine forgés par Jannetti furent ajustés par Fortin, qui en manqua un; celui-ci fut retourné à Jannetti, et se trouvait encore chez lui en l'an X. Des trois autres, l'un est le kilogramme des Archives; le second, comparé, en l'an VIII, par la Commission de l'Institut, au kilogramme prototype en laiton, est devenu le kilogramme de l'Agence des Poids et Mesures, puis du Conservatoire. Le troisième fut employé, par Fortin, à faire un outil destiné à équilibrer dans l'air des cylindres en laiton pesant un kilogramme dans le vide. Fortin le remit au Bureau des longitudes le 30 mars 1804, en même temps que le quatrième cylindre retravaillé, dont il avait fait un kilogramme absolu. Ces deux poids, en platine, sont à l'Observatoire. La comparaison du dernier au kilogramme des Archives date du 8 janvier 1805.

Plus tard, on reconnut qu'il était trop lourd de $0^{gr},004$ à $0^{gr},005$.

Le 17 septembre 1844, une Commission du Bureau des Longitudes le retoucha, et l'amena à l'égalité presque parfaite avec l'étalon des Archives.

4° L'Observatoire possède encore aujourd'hui presque tous les instruments déposés en l'an XII, et, en particulier, la grande règle de Lenoir, qui a servi à Lavoisier, Borda et aux Commissaires de l'an VII pour les comparaisons des toises aux règles géodésiques et pour l'étalonnage des mètres. Malgré les modifications qu'elle a subies et l'adjonction de plusieurs comparateurs d'époques très différentes, j'ai reconnu sur cette règle l'existence de caractères qui permettent d'affirmer l'authenticité d'une des pièces les plus intéressantes pour l'histoire du système métrique. Elle a seulement perdu son curseur.

Les grandes règles géodésiques n'ont plus leur niveau. Une perte plus déplorable est celle de la règle bimétallique du pendule de Borda et Cassini ; elle fut coupée en deux, en 1806, par ordre du Bureau des Longitudes, pour servir à faire une règle plus courte, que Biot et Arago devaient employer en Espagne. Cette règle ne paraît pas avoir servi, et les morceaux de la première ont disparu.

Tous les appareils relatifs au système métrique et les étalons de poids et mesures vont être réunis, à l'Observatoire, dans un musée spécial, pour être conservés à l'abri de toute mutilation nouvelle et protégés contre la perte des traditions historiques.

UNITÉS ADOPTÉES POUR LES MESURES ABSOLUES PAR LE CONGRES INTERNATIONAL DES ÉLECTRICIENS;

PAR M. H. PELLAT.

Les diverses grandeurs mécaniques et physiques peuvent être évaluées à l'aide de trois unités fondamentales convenablement choisies. En nature, les unités fondamentales adoptées par la Commission chargée de cette question par le Congrès international des Électriciens (1881) ont été : une unité de longueur, une unité de temps et une unité de masse. Voici la définition de ces unités fondamentales, des unités mécaniques et physiques dérivées, ainsi

que des unités secondaires, plus commodes dans la pratique, qui ont été adoptées par le Congrès [1].

UNITÉS FONDAMENTALES.

1° Unité de longueur. — Le *centimètre*, défini comme la centième partie de la longueur à 0° de la règle de platine conservée aux Archives et représentant le mètre-étalon :

dimension L [2].

---

[1] Ces unités ne sont autres que celles adoptées auparavant par l'Association Britannique et connues sous le nom d'*unités C.G.S.* (centimètre, gramme, seconde). Le Congrès a seulement changé la désignation des unités secondaires de courant et de quantité d'électricité qui avaient le même nom : *weber;* la première a reçu le nom d'*ampère,* la seconde de *coulomb.* Le nom de *farad,* employé quelquefois pour désigner une quantité d'électricité, a été réservé pour l'unité secondaire de capacité. (*Voir,* à ce sujet, *Journal de Physique,* t. III, p. 61; 1874.)

[2] Les *dimensions* d'une grandeur sont données par la relation qui existe entre cette grandeur et les grandeurs fondamentales (longueur, masse, temps); c'est ainsi que les dimensions d'une vitesse sont représentées par le rapport d'une longueur à un temps, $V = \frac{L}{T}$. Cette relation permet de trouver immédiatement la valeur dans un système de mesures absolues de l'unité d'une grandeur d'un autre système absolu et, par là, d'avoir la valeur numérique du coefficient par lequel il faut multiplier un nombre donnant la mesure de cette grandeur, dans le second système, pour avoir sa mesure dans le premier. Il suffit pour cela d'évaluer dans le premier système les unités fondamentales du second et de porter ces nombres dans la relation exprimant les dimensions de la grandeur. Ainsi le système de mesure absolue imaginé par Gauss a pour base le millimètre, la masse du milligramme et la seconde. Si l'on veut convertir les mesures données dans le système Gauss en mesure C.G.S., il faut faire dans les relations donnant ces dimensions des grandeurs

$$L = 0{,}1, \quad M = 0{,}001, \quad T = 1.$$

Par exemple, l'unité de travail du système Gauss vaut, d'après la relation $W = \frac{ML^2}{T^2}$,

$$\frac{0{,}001 \times \overline{0{,}1}^2}{1} = 0{,}00001 \text{ unités C.G.S.}$$

L'unité de champ magnétique du système Gauss vaut, d'après $H = \frac{M^{\frac{1}{2}}}{TL^{\frac{1}{2}}}$,

$$\frac{\sqrt{0{,}001}}{1 \times \sqrt{0{,}1}} = 0{,}1 \text{ unités C.G.S.}$$

2° Unité de masse. — La masse du *gramme* défini comme la millième partie du bloc de platine conservé aux Archives et représentant le kilogramme-étalon. Comme celui-ci ne vaut la masse d'un décimètre cube d'eau pure à 4° qu'avec une erreur en moins qui est environ $\frac{13}{1000000}$, l'unité de masse adoptée diffère de $\frac{13}{1000000}$ de la masse d'un centimètre cube d'eau pure à 4° (1)

dimension M.

3° Unité de temps. — La *seconde* définie à la manière ordinaire $\left(\frac{1}{24 \times 60^2}\text{ du jour solaire moyen}\right)$:

dimension T.

Comme on le voit, ces trois unités fondamentales sont arbitraires et tout à fait indépendantes les unes des autres.

UNITÉS MÉCANIQUES.

1° Unité de vitesse. — *La vitesse d'un mobile qui franchit l'unité de longueur dans l'unité de temps :*

$$\text{dimensions } V = \frac{L}{T}.$$

2° Unité d'accélération. — *L'accélération d'un mobile dont la vitesse s'accroît d'une unité dans l'unité de temps :*

$$\text{dimensions } G = \frac{V}{T} = \frac{L}{T^2}.$$

---

(1) Il résulte de là que, si D est la densité mécanique (masse de l'unité de volume) d'un corps et ϖ son poids spécifique (rapport entre le poids du corps et le poids d'un égal volume d'eau pure à 4°), on a la relation

$$D = \varpi(1 + \varepsilon),$$

ε étant l'erreur relative commise dans la détermination du kilogramme-étalon, d'après la définition donnée par la Convention. Comme ε est environ égal à $+0,000013$, on voit que D ne diffère de ϖ qu'au plus par l'unité du cinquième chiffre significatif; or les mesures de poids spécifique ne comportent que bien rarement une exactitude de cinq chiffres significatifs; pratiquement on a donc encore $D = \varpi$.

L'intensité de la pesanteur à Paris a pour valeur absolue 980,896 (dont le log est 2,991629).

3° Unité de force. — *La force qui communique à l'unité de masse l'unité d'accélération.* Cette unité a reçu le nom de *dyne:*

$$\text{dimensions } F = MG = \frac{ML}{T^2}.$$

Le poids d'un gramme communiquant à sa masse une accélération de 980,896 unités, vaut 980,896 dynes.

La dyne est donc une force voisine du poids d'un milligramme.

Un milligramme vaut 0,980896 dyne.

Un gramme vaut 0,980896 kilodyne.

Un kilogramme vaut 0,980896 mégadyne [1].

4° Unité de travail ou d'énergie. — *Le travail accompli par l'unité de force déplaçant son point d'application de l'unité de longueur suivant sa propre direction.*

Cette unité de travail a reçu le nom d'*erg:*

$$\text{dimensions } W = FL = \frac{ML^2}{T^2}.$$

L'erg a une bien petite valeur : un kilogrammètre vaut

$$0,980896 \times 10^6 \times 10^2 = 0,980896 \times 10^8 \text{ ergs},$$

soit 98,0896 mégergs.

La chaleur étant une des formes de l'énergie, une quantité de chaleur peut être évaluée en ergs. En admettant qu'une petite calorie (chaleur nécessaire pour élever de 0° à 1° C. un gramme d'eau) donne 0,428 kilogrammètres; on voit qu'une petite calorie représente $0,428 \times 0,980896 \times 10^8 = 4,2 \times 10^7$ ergs (dont le log est 7,6231) ou 42 mégergs.

5° Unité de puissance. — *La puissance d'un moteur qui donne l'unité de travail dans l'unité de temps:*

$$\text{dimensions } P = \frac{W}{T} = \frac{ML^2}{T^3}.$$

---

[1] On emploie devant les noms des unités principales ou secondaires les préfixes *déca, hecto, kilo, méga* pour désigner des unités dix, cent, mille, un million de fois plus grandes; et l'on emploie aussi les préfixes *déci, centi, milli, micro* pour désigner des unités dix, cent, mille, un million de fois plus petites.

Cette unité est d'une petitesse extrême : une mouche est un moteur d'une puissance de plusieurs unités. Le cheval-vapeur vaut $75 \times 0{,}980896 \times 10^8 = 7{,}3572 \times 10^9$ unités (dont le log est 9,86671).

UNITÉS ÉLECTRIQUES ET MAGNÉTIQUES.

La Commission a adopté le système électromagnétique.

Le système électrostatique, peut-être moins artificiel, exige des mesures trop délicates pour établir les étalons, et ceux qui intéressent le plus dans ces applications (étalon de résistance, de force électromotrice) auraient été obtenus par une voie trop détournée.

UNITÉS ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

1° Unité de magnétisme. — *La quantité de magnétisme qui agit sur une égale quantité placée à l'unité de distance avec l'unité de force.* D'où, en vertu de la loi de Coulomb, Q et Q′ désignant deux quantités de magnétisme,

$$F = \frac{QQ'}{L^2},$$

et par conséquent pour la dimension de Q

$$Q = L\sqrt{F} = \frac{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}}}{T}.$$

2° Unité de champ magnétique. — *Le champ magnétique dans lequel l'unité de magnétisme est soumise à l'unité de force.* Si H représente l'intensité d'un champ magnétique, si Q représente une quantité de magnétisme, on a pour la force F qui agit sur elle

$$F = HQ,$$

d'où

$$\text{dimensions } H = \frac{F}{Q} = \frac{M^{\frac{1}{2}}}{TL^{\frac{1}{2}}}.$$

On a donné le nom de *gauss* (¹) à l'unité de champ magnétique.

(¹) Cette dénomination ne figure pas dans les résolutions adoptées par le Congrès des Électriciens.

En octobre 1875 le champ magnétique terrestre total valait à l'Observatoire de Paris $0^{\text{gauss}},468$ et sa composante horizontale $0^{\text{gauss}},194$.

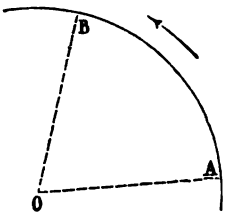
3° Unité de moment magnétique. — *Le moment d'un aimant dont les pôles renferment l'unité de magnétisme et sont placées à l'unité de distance :*

$$\text{dimensions } J = QL = \frac{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{5}{2}}}{T}.$$

4° Unité de courant. — *L'intensité d'un courant qui, décrivant un arc de cercle de rayon unité, est tel qu'un tronçon d'une longueur égale à l'unité donne au centre du cercle l'unité de champ magnétique* (c'est-à-dire agit avec l'unité de force sur l'unité de magnétisme placée au centre), d'où la force F, avec laquelle agit, en vertu des lois d'Ampère et de Pouillet, un élément de longueur l d'un courant d'intensité I sur une masse Q de magnétisme placée à une distance L, dans une direction faisant un angle α avec celle de l'élément, est donnée par

$$F = \frac{QI\, l \sin\alpha}{L^2},$$

Fig. 1.



c'est-à-dire que cet élément de courant fournit, à une distance L, dans une direction α, un champ magnétique H donné par

$$H = \frac{F}{Q} = \frac{I\, l \sin\alpha}{L^2}.$$

Réciproquement, la force qui agit sur un élément de courant placé dans un champ magnétique H, dont les lignes de forces font un angle α avec la direction du courant (force dont la direction est perpendiculaire au plan de l'élément et de la ligne de force),

est donnée par

$$F = HIl \sin\alpha.$$

Enfin l'action réciproque de deux éléments de courant d'intensité I et I', de longueur l et l', placés à une distance L l'un de l'autre, faisant les angles α et α' avec la droite qui les joint, et tels que les deux plans, passant par cette droite et chacun d'eux, forment un angle ω entre eux, est donné en valeur absolue par la formule d'Ampère, prise sous la forme suivante (¹) :

$$F = \frac{II'll'(2\sin\alpha\sin\alpha'\cos\omega - \cos\alpha\cos\alpha')}{L_2};$$

$$\text{dimensions I} = \frac{F}{HL} = \sqrt{F} = \frac{M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}}{T}.$$

On a donné le nom d'*ampère* à une unité secondaire de courant valant 10^{-1} unités absolues. Pour avoir une idée de l'ordre de grandeur de l'ampère, ajoutons qu'un galvanomètre à une seule aiguille, de sensibilité médiocre, peut être gradué en milliampères. Un élément Bunsen de taille moyenne (zinc cylindrique de $0^m,19$ de hauteur, $0^m,09$ de diamètre), étant fermé sur lui-même par une résistance négligeable, donne un courant de 12 à 13 ampères.

(¹) Et non pas sous la forme

$$F = \frac{II'll'\left(\sin\alpha\sin\alpha'\cos\omega - \frac{1}{2}\cos\alpha\cos\alpha'\right)}{L^2},$$

ce qui donnerait une valeur moitié moindre pour la force.

On pourrait définir directement l'intensité d'un courant en partant de la formule d'Ampère, et ensuite, l'unité de courant étant fixée, s'en servir pour définir les autres unités magnétiques ou électriques; c'est ce qui constitue le système de mesures *électrodynamiques*.

Mais on voit qu'en employant la formule d'Ampère sous la forme donnée dans le texte, l'unité *électrodynamique* de courant ne différerait pas de l'unité *électromagnétique*, et par conséquent les deux systèmes se confondraient pour les mesures de toutes les grandeurs.

Si, au contraire, on employait la formule d'Ampère sous la forme donnée en tête de la note pour définir l'unité de courant, le nombre qui représenterait l'intensité d'un courant en mesure électrodynamique serait égal au produit par $\sqrt{2}$ de celui qui la représente en unités électromagnétiques. Il n'y a donc aucun intérêt à conserver le système électrodynamique parallèlement au système électromagnétique.

Un élément Daniell de taille moyenne (zinc extérieur cylindrique $0^m,19$ de hauteur, $0^m,09$ de diamètre; cuivre intérieur, de $0^m,05$ de diamètre), monté au sulfate de zinc, étant fermé sur lui-même par une résistance négligeable, donne un courant de $1^{amp},3$ environ.

5° Unité d'électricité. — *La quantité d'électricité qui traverse dans l'unité de temps une section d'un conducteur parcouru par l'unité de courant :*

$$\text{dimensions } A = IT = M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}.$$

On a donné le nom de *coulomb* à une unité secondaire d'électricité valant 10^{-1} unités absolues; d'après cela, *un ampère fait passer un coulomb par seconde* à travers une section d'un conducteur.

L'unité absolue d'électricité décompose, d'après M. Mascart (¹), une fraction égale à 0,10415 d'équivalent chimique d'un corps exprimé en milligrammes; soit par exemple $0^{mmg},9373$ d'eau.

6° Unité de résistance. — *La résistance d'un conducteur dans lequel l'unité de courant dépense l'unité de travail dans l'unité de temps.* D'où, en vertu de la loi de Joule, R désignant la résistance d'un conducteur,

$$W = RI^2T :$$

$$\text{dimensions } R = \frac{W}{I^2T} = \frac{L}{T} \text{ (mêmes dimensions qu'une vitesse).}$$

On a donné le nom d'*ohm* à une unité secondaire de résistance valant 10^9 unités absolues. La Commission a décidé qu'il serait établi un ohm-étalon construit au moyen d'une colonne de mercure à 0°, ayant pour section 1^{mmq} et une longueur qu'il reste à déterminer exactement par de nouvelles expériences. Mais, de l'ensemble des travaux déjà faits antérieurement, on peut conclure que cette longueur sera $1^m,059$, probablement à 2^{mm} près. L'unité *siemens* vaut environ 0,943 ohm-théorique, et l'ohm-étalon donné

(¹) Ce nombre est d'accord avec ceux de Weber et de Cazin (*Journal de Physique*, 2e série t. I, p. 109).

par l'Association britannique est trop faible et ne vaut qu'environ 0,990 ohm-théorique [1].

Ajoutons qu'il faut de 48^m à 50^m d'un fil de cuivre du commerce (non pur) de 1^{mmq} de section pour faire 1 ohm. Les éléments Bunsen et Daniell mentionnés plus haut ont respectivement comme résistance $0^{ohm},15$ et $0^{ohm},85$.

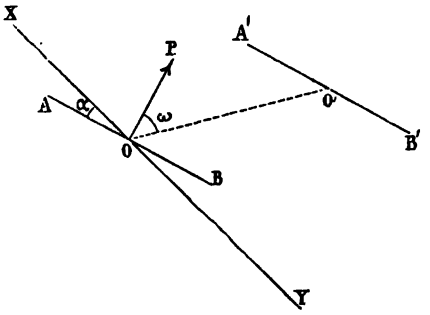
7° Unité de force électromotrice ou de différence de potentiel. — *La force électromotrice qui communique l'unité d'énergie à l'unité d'électricité.*

D'où, en vertu de la loi d'Ohm, en désignant par E une force électromotrice,

$$E = IR.$$

Si un élément de circuit AB de longueur l se déplace avec une vitesse v dans un champ magnétique d'intensité H dont les lignes de force XY font l'angle α avec l'élément AB, et si la direction de

Fig. 2.



déplacement OO' fait un angle ω avec la force OF agissant sur l'élément, la force électromotrice élémentaire d'induction est donnée en valeur absolue par

$$E = H l v \sin\alpha \cos\omega :$$

$$\text{dimensions } E = IR = \frac{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}}}{T^2}.$$

On a donné le nom de *volt* à une unité secondaire de force

[1] *Voir*, sur la détermination de l'ohm, le *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 43.

électromotrice valant 10^8 unités absolues; d'après cela, *un volt donne un ampère dans un ohm* $\left(1^{amp} = \frac{1^{volt}}{1^{ohm}}\right)$.

La force électromotrice d'un élément *Volta* (zinc, cuivre et sulfate de zinc ou eau acidulée) a pour valeur moyenne 1 volt. Celle d'un daniell (cuivre, sulfate de cuivre, sulfate de zinc, zinc amalgamé), varie entre $1^{volt},09$ et $1^{volt},14$.

L'étalon de force électromotrice le plus convenable, à cause de sa remarquable fixité, est actuellement l'élément Latimer Clark [1], dont l'Association Britannique donne pour valeur $1^{volt},457$ [2].

8° Unité de capacité. — *La capacité d'un condensateur dont les armatures seraient chargées chacune de l'unité d'électricité pour une différence de potentiel égale à l'unité.* En désignant par C une capacité, on a

$$A = CE:$$

$$\text{dimensions } C = \frac{A}{E} = \frac{T^2}{L}.$$

Cette unité est énorme : la capacité du Soleil est inférieure à $\frac{1}{1000000000}$ d'unité absolue.

On a donné le nom de *farad* à une unité secondaire valant 10^{-9} unités absolues. D'après cela, un condensateur de 1 *farad, présentant une différence de potentiel de* 1 *volt entre ses armatures, est chargé de* 1 *coulomb sur chacune d'elles* (1 coulomb = 1 farad × 1 volt).

Le farad lui-même est une unité bien trop grande pour la pratique (le Soleil est inférieur à un décifarad); on construit des capacités étalons donnant le microfarad (10^{-15} unités absolues) et ses subdivisions en dixièmes et centièmes.

Une batterie de 1^{mq} de surface (environ 10 jarres), et dont le verre des bouteilles a 1^{mm} d'épaisseur, possède une capacité de $\frac{1}{15}$ de microfarad.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. II, p. 355; 1873.

(2) D'après les expériences de Sir W. Thomson, pour qu'une étincelle jaillisse entre deux plateaux distants de 1^{mm}, il faut établir entre eux une différence de potentiel d'environ 4000 volts.

UNITÉS ÉLECTROSTATIQUES.

Les formules usitées en électricité statique conduisent à l'emploi des unités électrostatiques; il convient alors d'exprimer les diverses grandeurs d'abord en ces dernières unités, puis de convertir les mesures en unités électromagnétiques par l'emploi d'un coefficient convenable. C'est pourquoi nous ajoutons ici la définition des unités électrostatiques et la relation qui existe entre les deux systèmes de mesure.

1° Unité d'électricité. — *La quantité d'électricité qui agit sur une quantité égale placée à l'unité de distance avec l'unité de force.* D'où, en désignant par a et a' deux quantités d'électricité, la loi de Coulomb donne

$$F = \frac{aa'}{L^2}:$$

$$\text{dimensions } a = L\sqrt{F} = \frac{M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{3}{2}}}{T}.$$

2° Unité de potentiel. — *Le potentiel donné par l'unité d'électricité à l'unité de distance.* D'où

$$\text{dimensions } e = \frac{a}{L} = \frac{M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}}{T}.$$

3° Unité de capacité. — *La capacité d'un condensateur dont les armatures seraient chargées chacune de l'unité d'électricité pour une différence de potentiel égale à l'unité.* En désignant par c une capacité et par e la différence de potentiel, on a

$$a = ce:$$

$$\text{dimensions } c = \frac{a}{e} = L.$$

L'unité de capacité est aussi la capacité d'une sphère conductrice de rayon-unité située à une distance infinie de tout corps électrisé.

RELATION ENTRE LES UNITÉS ÉLECTROSTATIQUES ET ÉLECTROMAGNÉTIQUES.

1° *Quantité d'électricité.* — Désignons par K le rapport entre le nombre a donnant la mesure d'une quantité d'électricité en

unités électriques et le nombre A donnant la mesure de la même quantité d'électricité en unités électromagnétiques, on a

$$K = \frac{a}{A} = \frac{\dfrac{M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{3}{2}}}{T}}{M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}} = \frac{L}{T}.$$

Les dimensions de K sont donc les mêmes que celles d'une vitesse.

Or, l'expérience a donné un résultat bien remarquable : la valeur de K est égale à la vitesse de la lumière (¹), soit

$$K \doteq 3 \times 10^{10}.$$

On a donc pour la formule de conversion

$$A = \frac{a}{3 \times 10^{10}}.$$

On voit que A est très petit par rapport à a.

2° *Différence de potentiel.* — Le travail W des forces électriques agissant sur une quantité d'électricité A (en mesure électromagnétique) ou a (en mesure électrostatique) qui chemine entre deux points dont la différence de potentiel est E (en mesure électromagnétique) ou e (en mesure électrostatique) est donné par

$$W = AE = ae;$$

on a donc

$$\frac{E}{e} = \frac{a}{A} = K,$$

d'où, pour la formule de transformation (²),

$$E = e \times 3 \times 10^{10}.$$

On voit que E est très grand par rapport à e.

(¹) *Voir*, à ce sujet, *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 468.

(²) Donnons un exemple utile de ces transformations de mesures. M. Mascart, dans son *Traité d'électricité statique*, publié en 1876, avait adopté le système électrostatique et pour unités fondamentales, le millimètre, le *poids* du milligramme et la seconde. Pour transformer les mesures données dans ce système en mesure électrostatique C.G.S., il faut faire dans les relations donnant la dimension des

3° *Capacité.* — On a

$$C = \frac{A}{E}, \quad c = \frac{a}{e},$$

d'où

$$\frac{C}{c} = \frac{A}{a}\frac{E}{e} = \frac{K^2}{1},$$

d'où, pour la formule de transformation,

$$C = \frac{c}{9 \times 10^{20}}.$$

On voit que C est extrêmement petit par rapport à c.

ANALOGIE THERMODYNAMIQUE DES PHÉNOMÈNES THERMO-ÉLECTRIQUES ET DU PHÉNOMÈNE DE PELTIER;

PAR M. E. BOUTY.

Soit un canal ACBD imperméable à la chaleur, contenant en ACB du sable exactement saturé d'eau, en BDA de l'air saturé de vapeur d'eau. Assimilons le sable et l'air à deux conducteurs et l'eau liquide ou gazeuse au fluide électrique imaginaire dont le déplacement dans les conducteurs engendre le courant.

Cela posé, on voit immédiatement qu'il ne peut se produire de courant quand tous les points du circuit sont à la même température. Examinons ce qui arrive quand on échauffe A. Après une période variable plus ou moins longue, une circulation permanente s'établit dans le canal : l'eau se vaporise en A, se condense en B

---

grandeurs L = 0,1, M = 9,80896, T = 1; l'unité de différence de potentiel de ce système vaut, en unité électrostatique C.G.S., d'après $e = \frac{M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}}{T}$,

$$\frac{\sqrt{9.80896 \times 0,1}}{1},$$

et en unité électromagnétique C.G.S., il vaut

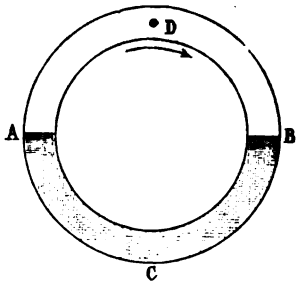
$$\sqrt{9,80896 \times 0,1} \times 3 \times 10^{10} = 2,97 \times 10^{10},$$

soit encore 297 volts.

et filtre à travers le sable pour remplacer en A l'eau évaporée : chaque section du canal livre passage dans l'unité de temps à la même quantité d'eau. C'est l'image exacte d'un courant thermo-électrique.

Supposons d'autre part que, au lieu d'appliquer la chaleur en A, on provoque la circulation de l'eau par l'intervention d'une énergie étrangère, par exemple à l'aide d'une pompe rotative placée en D et tournant dans un sens convenable. Aussitôt l'eau, s'évaporant en A, y produira un abaissement de température, tandis que la température s'élève en C par la condensation d'une quantité d'eau égale. Ce phénomène thermique est l'image du phénomène découvert par Peltier à la soudure de deux conducteurs. La soudure A, qui se

Fig. 1.



refroidit, est précisément celle qu'il aurait fallu échauffer pour produire la circulation existante, et la quantité de chaleur absorbée en A, dégagée en C, est proportionnelle au poids d'eau évaporée par seconde, c'est-à-dire à l'intensité du courant.

On remarquera de plus que les frottements engendrent de la chaleur en tous les points du circuit. Pour retrouver la loi de Joule, il suffit d'imaginer que le courant est produit par un nombre constant de molécules d'eau se déplaçant avec une vitesse proportionnelle à l'intensité du courant, et que la perte de force vive résultant du frottement est proportionnelle au carré de la vitesse.

ASSIMILATION DES EXPÉRIENCES DE HALL ET FARADAY AUX EFFETS DU GYROSCOPE;

PAR M. B. ÉLIE.

L'imitation des actions électriques, que l'on tente de divers côtés, semble pouvoir s'étendre aux phénomènes de la rotation du plan de polarisation lumineuse trouvés par Faraday et à ceux découverts par M. Hall (¹).

Analytiquement, il suffit, pour les expliquer, d'admettre dans l'énergie cinétique du milieu un terme de la forme

$$\omega\omega' \cos \widehat{\omega\omega'} \times \text{const.}, \tag{1}$$

ω' et ω étant les vitesses de rotation dues, l'une à l'action magnétique, l'autre au mouvement lumineux ou électrique (²). Pour une explication synthétique, il faut seulement avoir présent à l'esprit que les composantes (α, β, γ) d'une rotation sont liées à celles (u, v, w) d'un déplacement et à celles (f, g, h) d'une quantité qu'on pourra regarder comme une intensité de courant ou un mouvement lumineux par les relations

$$\begin{aligned} \alpha &= \frac{dV}{dz} - \frac{dW}{dy}, \\ &\dots\dots\dots\dots \\ &\dots\dots\dots\dots \\ h &= \frac{d\beta}{dz} - \frac{d\gamma}{dy} = \Delta_2 U, \\ &\dots\dots\dots\dots \\ &\dots\dots\dots\dots \end{aligned}$$

Dans l'expérience de Faraday, on a d'une part des lignes de force magnétique dirigées suivant l'axe des x, c'est-à-dire une rotation de même direction ω' des molécules matérielles; d'autre part, un rayon lumineux suivant Ox dont la vibration dans le plan xy produit des rotations élémentaires d'axes Oz, situés dans le plan de polarisation du rayon.

(¹) *Journal de Physique*, 1re série, t. IX, p. 289; 1880.
(²) MAXWELL, *Electricity and magnetism*, t. II, p. 410.

Le phénomène résultant est une rotation du plan de polarisation, c'est-à-dire qu'une rotation perpendiculaire aux deux premières (suivant Oy) est venue se composer avec la rotation lumineuse.

Dans l'expérience de Hall, la rotation des molécules due au magnétisme étant supposée dirigée suivant Oz, le courant électrique qu'on supposera dirigé dans la feuille d'or suivant Ox est l'équivalent de rotations élémentaires de l'éther suivant Oy. Le phénomène résultant est un courant dans la direction Oy qui équivaut à des rotations élémentaires suivant Ox, c'est-à-dire perpendiculaires aux deux premières.

Or le gyroscope présente le fait tout pareil d'une rotation perpendiculaire à deux autres. On sait en effet que, si un couple agit sur un tore en gyration, l'effet résultant est une rotation du tore autour d'un axe perpendiculaire à la fois à celui de la gyration et à celui du couple; de telle sorte que, si l'on imagine un tore (horizontal par exemple) immergé dans un fluide dont le sens du courant est perpendiculaire à l'axe du tore, et dont les vitesses ne sont pas les dérivées d'un même potentiel, mais produisent des rotations élémentaires que je puis supposer verticales, le résultat sera une rotation du tore autour d'un axe parallèle au courant, c'est-à-dire perpendiculaire à l'axe de gyration et aux rotations du fluide. Soient ω' la vitesse de gyration d'un tore, Σmv^2 son moment d'inertie. Le couple nécessaire pour le maintenir en rotation uniforme ω autour d'un autre axe étant [1]

$$\Sigma mv^2 \omega\omega' \sin \widehat{\omega\omega'}.$$

l'énergie qu'il faudra dépenser pour amener les axes de $\frac{\pi}{2}$ à $\widehat{\omega\omega'}$ sera

$$\Sigma mv^2 \omega\omega' \cos \widehat{\omega\omega'},$$

c'est-à-dire l'expression (1). La constante de Hall doit donc être proportionnelle au moment d'inertie de la molécule matérielle.

---

[1] Resal, *Mécanique*, p. 125-363.

GYROSCOPE MAGNÉTIQUE;

PAR M. A. CROVA.

Cet appareil, dont je me sers dans mes cours depuis 1873, est un nouvel exemple de l'application des forces magnétiques sur les corps en mouvement, dans le but d'apporter à leur marche une modification temporaire ou permanente. J'ai déjà appliqué ce principe à la modification instantanée de la période de vibration des électro-diapasons donnant les figures de Lissajous (¹).

Un tore plat très léger en fer doux est monté sur un axe en acier dur aimanté à saturation, et mis en mouvement rapide autour de cet axe, dont la pointe inférieure repose sur un coussinet sphérique concave en acier; une goutte d'huile appliquée à cette pointe permet de conserver longtemps la vitesse du tore.

Parmi les expériences que l'on peut faire au moyen de cet appareil, en voici deux principales :

1° *Précession des équinoxes.* — En déplaçant convenablement une bague en laiton mobile, à frottement le long de l'axe, on amène le centre de gravité du tore à coïncider avec son point d'appui; l'appareil est alors à l'état d'équilibre indifférent; il est mis en rotation rapide, et, en appuyant un instant un fil tendu perpendiculairement à l'axe, on lui donne une inclinaison déterminée. La position de cet axe reste alors invariable, quel que soit le mouvement du support.

Au moyen d'un commutateur, on lance un courant dans un petit électro-aimant droit fixé au-dessus du tore, et dont l'axe passe par la verticale du point de suspension, de manière que son pôle inférieur soit de nom contraire au pôle supérieur de l'axe. Si le tore ne tournait pas, l'axe se relèverait et deviendrait vertical.

S'il tourne, on donne instantanément naissance au mouvement conique de rétrogradation qui se déduit de la théorie de la composition des couples de Poinsot. Le mouvement conique de l'axe est d'autant plus rapide que le moment d'inertie du tore est plus faible,

---

(¹) *Journal de Physique*, t. X, p. 253.

l'attraction magnétique plus puissante et le mouvement de rotation plus lent.

L'interruption du courant immobilise instantanément l'axe de rotation, dans la position où il se trouvait au moment où elle s'est produite.

Théoriquement, si l'on renverse le magnétisme de l'électro-aimant, de manière que l'attraction qu'il exerce sur la pointe supérieure de l'axe se change en répulsion, il devrait se produire un mouvement conique direct, de sens inverse au précédent.

Mais cet effet ne se produit qu'en employant un courant très faible, car, si l'aimantation de l'électro-aimant devient trop puissante, il se produit un phénomène d'aimantation par influence qui change en attraction la répulsion qui se produit quand l'aimantation est faible; ce phénomène ne se produira donc bien que lorsque le courant sera peu intense; le mouvement conique direct sera alors assez lent, tandis que, dans le cas de l'attraction, on peut employer des courants puissants, et produire un mouvement de rétrogradation rapide.

2° *Composition des rotations.* — L'électro-aimant supérieur n'est plus nécessaire; on envoie le courant dans un petit électro-aimant droit que l'on tient à la main. Le centre de gravité du tore étant toujours au point d'appui, et l'axe de rotation étant vertical, on met le tore en rotation rapide, et on approche lentement l'électro-aimant de la circonférence de l'anneau de fer doux, de manière que son axe, placé horizontalement, soit perpendiculaire à l'axe du tore. Si l'axe de l'électro-aimant mobile est dans le plan de l'anneau de fer, on n'observe aucune modification du mouvement de rotation.

Si l'on élève lentement l'électro-aimant, l'attraction qu'il exerce sur le disque, et qui tendrait à le relever s'il était au repos, produit une inclinaison croissante de l'axe de rotation dans un plan perpendiculaire à celui qui passe par l'axe et par l'électro-aimant.

Si l'on abaisse l'électro-aimant au-dessous de l'anneau, il se produit immédiatement un mouvement d'inclinaison en sens inverse, de sorte que, par suite du mouvement vertical de l'électro-aimant, le tore oscille de part et d'autre de la verticale, dans un plan exactement perpendiculaire au plan vertical dans lequel se meut l'axe de l'électro-aimant. On peut beaucoup varier ces expériences,

dont le résultat se déduit très simplement du principe de la composition des couples.

Il est à remarquer que, de la perpendicularité du plan d'oscillation de l'axe au plan vertical de l'axe de l'électro-aimant, on peut conclure que l'attraction s'exerce dans ce dernier plan perpendiculairement à celui de l'anneau, et que, par suite, le temps de l'aimantation et de la désaimantation de la partie de l'anneau située en face de l'électro-aimant s'effectue pendant une durée négligeable par rapport à celle d'une révolution de l'anneau.

Enfin, en présentant au sommet de l'axe du tore en rotation le pôle d'un aimant fixe, on le voit se mouvoir parallèlement au contour de l'extrémité du barreau, dans un sens qui dépend du signe de l'aimantation, et on réalise ainsi à distance les rotations périmétriques étudiées par M. Gruey.

Le principe sur lequel sont basés les phénomènes précédents peut être utilement appliqué à bien d'autres cas, soit pour des expériences de démonstration, soit en vue de recherches spéciales.

R. CLAUSIUS. — Ueber die verschiedenen Maassysteme zur Messung electrischer und magnetischer Grössen (Sur les différents systèmes de mesure des grandeurs électriques et magnétiques); *Verhandl. des naturhist. Vereins der preuss. Rheinlande und Westfalens,* Bd. XXXIX, mars 1882.

Quelles sont les dimensions de l'unité de magnétisme dans le système électrostatique? On a adopté jusqu'ici celles qui sont représentées par la formule symbolique $\left[M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}\right]$. M. Clausius conteste l'exactitude de cette formule et veut qu'on la remplace par $\left[M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{5}{2}}T^{-2}\right]$. Ces dimensions différentes ne peuvent évidemment s'appliquer qu'à des unités différentes. Or il est facile de montrer que les deux unités sont également admissibles; elles correspondent seulement à des points de vue différents.

La question des unités se réduit à ceci : Choisir pour les diverses quantités des unités qui permettent de débarrasser des coefficients numériques l'expression des lois fondamentales, telles que les lois de Coulomb, d'Ohm, de Joule, de Faraday, etc. Pour une des quantités, l'unité doit être choisie arbitrairement; on peut donc

satisfaire à la condition qu'on vient de rappeler, d'une infinité de manières, et il en résulte autant de systèmes indépendants et, en général, incompatibles. Si, de plus, on veut que le système soit un système absolu, c'est-à-dire que toutes les quantités s'y trouvent mesurées en fonction seulement des unités fondamentales de longueur, de masse et de temps, il faut que la quantité qui sert de point de départ puisse être mesurée en unités mécaniques. C'est ainsi que la loi de Coulomb sert à définir l'unité d'électricité dans le *système électrostatique* et l'unité de magnétisme dans le *système électromagnétique*.

Pour déterminer l'unité de magnétisme dans le premier système et l'unité d'électricité dans le second, il faut avoir recours à l'une des relations expérimentales qui lient l'électricité au magnétisme.

On peut prendre, par exemple, la formule élémentaire de l'électromagnétisme. Ampère a démontré que l'action d'un élément de courant sur un pôle, situé sur la perpendiculaire élevée au milieu de l'élément, est proportionnelle à l'intensité i du courant, à la masse magnétique m du pôle, à la longueur ds de l'élément, et en raison inverse du carré de la distance r de l'élément au pôle. On a donc, quelles que soient les unités adoptées,

$$f = k\frac{mi\,ds}{r^2}. \tag{1}$$

Il suffit, pour que le coefficient k disparaisse, que le produit mi satisfasse à la relation

$$mi = \frac{fr^2}{ds},$$

c'est-à-dire représente toujours le produit d'une force par une longueur, autrement dit, une énergie. L'intensité étant toujours le quotient d'une quantité d'électricité par un temps, on aura, dans tous les systèmes satisfaisant à la condition $k = 1$, pour les dimensions des unités $[m]$ et $[q]$, la relation

$$[m][q] = [\mathrm{L^2MT^{-1}}]. \tag{2}$$

Or $[q]$ dans le système électrostatique et $[m]$ dans le système électromagnétique ont pour dimensions $\left[\mathrm{M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{3}{2}}T^{-1}}\right]$; on aura donc, en distinguant, à l'exemple de M. Clausius, l'unité de chaque sys-

tème par un indice qui rappelle le nom de ce système,

$$[q]_m = \left[m^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}\right],$$

et

$$[m]_s = \left[m^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}\right],$$

c'est-à-dire l'unité adoptée jusqu'ici.

M. Clausius prend comme point de départ, au lieu de la relation (1), le théorème d'Ampère relatif à l'équivalence d'un courant fermé et d'un feuillet magnétique de même contour, et il lie le magnétisme à l'électricité par cette condition que *l'intensité du courant et la puissance du feuillet équivalent seront toujours exprimées par le même nombre;* ce qui revient à dire que l'on prendra

$$[\text{intensité}] = \frac{[\text{masse magnétique}]}{[\text{surface}]}[\text{longueur}]$$

ou

$$\frac{[m]}{[q]} = [LT^{-1}]. \tag{3}$$

De cette condition, on déduit bien pour $[q]_m$ la même valeur que précédemment, mais, pour $[m]_s$, on trouve une unité différente

$$[m]'_s = \left[M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{5}{2}} T^{-2}\right].$$

Les deux formules conduisent donc à des systèmes incompatibles, mais qui ne diffèrent que par l'unité électrostatique de magnétisme. Comme on n'a jamais, dans la pratique, à mesurer une quantité de magnétisme en unités électrostatiques, la divergence est de peu d'importance. Au point de vue théorique, les deux définitions me paraissent également légitimes. La première est plus simple, si l'on prend l'électricité et le magnétisme, ainsi que les donne l'expérience, comme deux faits distincts et indépendants. Peut-être celle de M. Clausius serait-elle plus rationnelle dans le cas où, adoptant sans restriction les idées d'Ampère, on cesserait de considérer le magnétisme comme une entité distincte et où on le regarderait seulement comme un mode d'action de l'électricité agissant dans des conditions spéciales; mais peut-être aussi conviendrait-il dans ce dernier cas, pour être tout à fait logique, de prendre pour base du système une autre loi que la loi de Coulomb,

appliquée au magnétisme, par exemple, la formule électrodynamique d'Ampère, c'est-à-dire de s'en tenir au *système électrodynamique* (¹).

Quoi qu'il en soit, il est facile de démontrer que l'unité de magnétisme $[m]_s$, telle qu'elle est adoptée généralement, agissant sur une quantité égale placée à l'unité de distance, donnerait une force égale, non plus à 1, mais à a^2, a étant la vitesse de la lumière; elle correspond donc à une quantité de magnétisme a fois plus grande que l'unité électromagnétique. Inversement l'unité $[m]'_s$ de M. Clausius donnerait, dans les mêmes conditions, une force égale à $\frac{1}{a^2}$; elle correspond donc à une quantité de magnétisme a fois plus petite; par suite, l'unité $[m]'_s$ est a^2 fois plus petite que l'unité $[m]_s$.

M. Clausius critique le langage ordinairement employé pour exprimer les relations analogues à celles qui précèdent; on dit, par exemple, pour prendre une unité sur laquelle il n'y ait pas de divergences, que l'unité électromagnétique d'électricité $[q]_m$ vaut a unités électrostatiques $[q]_s$, et que le rapport des deux unités est vitesse. Ces expressions, dans leur sens strict, sont en effet incorrectes, puisqu'on ne peut comparer des quantités d'espèces différentes, mais elles n'ont jamais été employées, que je sache, que comme des expressions elliptiques destinées à abréger le langage. Dire que l'unité électromagnétique vaut a unités électrostatiques, c'est dire que la quantité d'électricité qui correspond à une unité électromagnétique est a fois plus grande que celle qui correspond à l'unité électrostatique, a étant un nombre qui, quelles que soient les unités de longueur et de temps adoptées, sera toujours égal au nombre qui mesure la vitesse de la lumière; plus

---

(¹) M. Clausius remplace le nom de *système électromagnétique* par celui de *système électrodynamique;* cette dernière dénomination étant communément attribuée au système auquel on vient de faire allusion, et qui a pour base l'intensité de courant définie par la formule d'Ampère

$$f = \frac{ii'\,ds\,ds'}{r^2},$$

la substitution proposée par M. Clausius entraînerait nécessairement des confusions fâcheuses.

rigoureusement encore et pour employer le langage et les notations de M. Clausius, on ne peut comparer ces unités d'espèces différentes qu'après les avoir ramenées à une commune mesure, qu'après avoir réduit, par exemple, l'unité électromagnétique en unités électrostatiques ou inversement; si, alors, on représente par le symbole $vs[q]_m$ la valeur électrostatique de l'unité électromagnétique et par $vm[q]_s$ la valeur électromagnétique de l'unité électrostatique, en comparant $vs[q]_m$ avec $[q]_s$ ou $vm[q]_s$ avec $[q]_m$, on comparera des quantités de même espèce; leur rapport sera un nombre abstrait; il ne sera pas égal à la vitesse de la lumière, mais au rapport de cette vitesse à l'unité de vitesse, ce qui revient d'ailleurs au même numériquement.

Quelques personnes éprouvent une certaine difficulté à comprendre que deux unités relatives à une même quantité peuvent être de dimensions et par suite d'espèces différentes. Qu'on me permette, à leur usage, une comparaison très simple. Quand, à la campagne, vous demandez la distance d'un point déterminé, si le cantonnier vous répond 8^{km}, le paysan vous dit deux heures, le premier employant comme unité une *longueur*, et le second, un *temps :* la relation qui lie les deux unités est la même que celle qui unit l'unité d'électricité électrostatique à l'unité électromagnétique, la vitesse du piéton dans le premier cas joue le même rôle que la vitesse de la lumière dans le second.

Pour comparer les deux unités, comme le veut M. Clausius, on dira : la distance représentée par l'unité du paysan, $vs[q]_m$, est quatre fois l'unité du cantonnier $[q]_s$; ou bien, le temps qui correspond à l'unité du cantonnier, $vm[q]_s$, est le quart de l'unité du paysan $[q]_m$. Ajoutons que, si le cantonnier, au lieu de prendre comme unité le kilomètre, avait pris la lieue de 4^{km}, l'expression numérique de la distance aurait été la même pour lui et pour le paysan.

C'est une remarque analogue qui conduit M. Clausius à proposer, sinon pour la pratique, au moins pour les recherches théoriques, un nouveau système auquel il donne le nom de *système critique,* et qui est caractérisé par la condition que l'unité de distance est la vitesse a de la lumière. Les rapports qui existent entre deux unités relatives à une même quantité dans les deux systèmes électrostatique et électromagnétique n'étant jamais que des puissances de a,

les valeurs numériques d'une même quantité seront toujours identiques dans les deux systèmes, si l'on fait $a = 1$. Il suffirait, en outre, de prendre l'unité de masse égale à $\frac{1}{100a}$ de la masse du gramme, c'est-à-dire sensiblement égale à $\frac{10^{-12}}{3}$ grammes, pour que le coulomb et l'ampère, avec leurs valeurs actuelles, fussent les unités absolues de quantité et d'intensité dans le nouveau système. Mais à l'avantage d'avoir les mêmes expressions numériques dans les deux systèmes on sacrifierait celui de la simplicité du système pratique actuel, pour tout ce qui concerne l'évaluation des forces et de l'énergie en unités ordinaires. J. Joubert.

R. CLAUSIUS. — Ueber die theoretische Bestimmung des Dampfdruckes und der Volumina des Dampfes und der Flüssigkeit (Sur l'évaluation théorique de la pression de la vapeur et des volumes spécifiques de la vapeur et du liquide); *Wied. Ann.*, 5e série, t. XIV, p. 279 et 692; 1881.

On se rappelle que M. Clausius (1) a établi pour l'acide carbonique la formule

$$\left[P + \frac{c}{T(v+\beta)^2}\right](v - \alpha) = RT,$$

ou

$$\frac{P}{RT} = \frac{1}{v-\alpha} - \frac{c}{RT^2(v+\beta)^2}.$$

Voulant aujourd'hui appliquer cette relation à d'autres substances, M. Clausius lui donne la forme plus générale

$$\frac{P}{RT} = \frac{1}{v-\alpha} - \frac{1}{\Theta(v+\beta)^2},$$

où Θ désigne une fonction de la température que nous laisserons d'abord indéterminée.

Soit Θ_c la valeur de cette fonction au point critique T_c, posons $\theta = \frac{\Theta}{\Theta_c}$; θ sera une fonction indéterminée de la température, assujettie seulement à être nulle à $T = 0$ et égale à l'unité à T_c.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. X, p. 36; 1881.

Posons

$$\pi = \frac{P}{RT}, \quad w = \sigma - \alpha, \quad W = s - \alpha,$$

σ et s désignant, comme d'habitude, les volumes spécifiques du liquide et de sa vapeur.

Introduisons une variable auxiliaire $\lambda = \log \frac{W}{w}$ et calculons ces trois quantités W, w et π, ainsi que θ, en fonction de λ. Nous trouverons

$$w = M - N\lambda,$$
$$W = M + N\lambda,$$

en posant

$$M = \gamma\left(2 + \frac{3}{2.5}\lambda^2 + \frac{17}{2^3.5^2.7}\lambda^4 + \ldots\right),$$
$$N = \gamma\left(1 + \frac{1}{3.5}\lambda^2 + \frac{1}{3.5^2.7}\lambda^4 + \ldots\right),$$

γ désignant la somme des deux constantes α et β.

W et w étant ainsi exprimés en fonction de λ, les relations

$$\pi = \frac{1}{W + w + 2\gamma}\left(1 - \frac{\gamma^2}{Ww}\right),$$
$$\theta = \frac{278}{8}\,\frac{Ww(W + w + 2\gamma)}{(W + \gamma)^2(w + \gamma)^2}$$

permettront d'évaluer de même π et θ. On pourra alors dresser la table suivante (dont je ne reproduis qu'une partie) :

$\theta = \frac{\Theta}{\Theta_c}$.	$\frac{\pi}{\pi_c}$.	$\frac{W}{W_c}$.	$\frac{w}{w_c}$.
0,20	0,0000059	672780	0,033767
0,30	0,0010627	3758,3	0,054701
0,40	0,012936	304,94	0,079612
0,50	0,055577	68,476	0,11013
0,60	0,14478	24,595	0,14893
0,70	0,28637	11,217	0,20079
0,80	0,47919	5,7588	0,27612
0,90	0,71889	3,0231	0,40508
1	1	1	1

les quantités relatives au point critique ayant respectivement pour

valeurs

$$W_c = w_c = 2\gamma,$$

$$\pi_c = \frac{1}{88},$$

$$\theta_c = \frac{8}{278}.$$

Après ces calculs généraux, M. Clausius suppose

$$\frac{\theta}{\theta_c} = \frac{a}{T^n} - b.$$

En faisant $b = 0$ et $n = 2$, on retrouve la formule de l'acide carbonique.

Pour la vapeur d'éther, les expériences de Regnault (de — 20° à 120°) et celles de Sajotschewsky (de 100° à $T_c = 190°$) donnent une série complète à laquelle on peut essayer d'appliquer la formule. En prenant

$$a = 2665, \quad b = 0{,}76786, \quad n = 1{,}19233$$

et se servant de la table précédente, on trouve les valeurs suivantes :

t.	P calc.	P obs.	Δ.	s.	σ.
— 20°	0,0881	0,0907	— 0,0026	3,182	0,001318
0	0,2427	0,2426	+ 0,0001	1,238	0,001356
20	0,572	0,569	+ 0,003	0,5562	0,001402
40	1,195	1,193	+ 0,002	0,2793	0,001455
60	2,265	2,270	— 0,005	0,1524	0,001520
80	3,978	3,977	+ 0,001	0,08883	0,001600
100	6,557	6,549	+ 0,008	0,05417	0,001702
120	10,27	10,28	— 0,01	0,03408	0,001837
140	15,41	15,42	— 0,01	0,02175	0,002030
160	22,33	22,34	— 0,01	0,01373	0,002335
180	31,41	31,56	— 0,15	0,008016	0,002982
190	36,90	36,90	0	0,004558	0,04558

L'accord entre les pressions calculées et les pressions observées montre que la formule convient parfaitement à l'éther.

Si on l'écrit sous la forme

$$\frac{P}{RT} = \frac{1}{v - \alpha} - \frac{AT^{-n} - B}{(v + \beta)^2},$$

on a pour l'éther

$$A = 15,607, \quad B = 0,0044968;$$

à quoi il faut joindre

$$T_c = 273 + 190 = 463 \quad \text{et} \quad P_c = 36,9 \times 10333,$$
$$R = 11,4318, \quad \gamma = 0,0017352, \quad \alpha = 0,0010876, \quad \beta = 0,0006476.$$

Dans le cas de la vapeur d'eau, il est beaucoup plus difficile de fixer les constantes, les observations s'arrêtant loin du point critique.

Cependant, avec

$$a = 5210, \quad b = 0,85, \quad n = 1,24,$$

on a une très bonne représentation des pressions dans toute l'étendue des observations; et on n'est sans doute pas très loin de la vérité en admettant, comme le donne la formule,

$$T_c = 273 + 332 \quad \text{et} \quad P_c = 134 \times 10333.$$

On aurait en outre

$$R = 47,05, \quad \gamma = 0,002569, \quad \alpha = 0,000754, \quad \beta = 0,001815;$$

et les constantes A et B seraient

$$A = 45,17, \quad B = 0,00737.$$

Le tableau suivant contient dans cette hypothèse les résultats relatifs à la pression et au volume spécifique de la vapeur d'eau :

t.	P calc.	P obs.	Δ.	*s.*
0°	0,00574	0,00605	0,00031	216,6
20	0,02248	0,02288	0,00040	59,30
40	0,07183	0,07225	0,00042	19,81
60	0,1956	0,1958	0,0002	7,725
80	0,4665	0,4666	0,0001	3,422
100	1	1	0	1,677
120	1,962	1,960	— 0,002	0,8927
140	3,571	3,569	— 0,002	0,5085
160	6,106	6,118	0,012	0,3060
180	9,907	9,922	0,015	0,1924
200	15,37	15,35	— 0,02	0,1253

t.	P calc.	P obs.	Δ.	*s.*
220	22,97	22,88	— 0,09	0,08371
240	33,23			0,05700
260	46,73			0,03912
280	64,15			0,02680
300	86,27			0,01796
320	113,9			0,01111
332,32	134,1			0,005892

J. VIOLLE.

JOHN KERR. — Electro-optic Experiments on various liquids (Observations électro-optiques sur divers liquides); *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XIII, p. 153-169 et 248-262; 1882.

Dans ce travail, l'auteur étudie le phénomène intéressant qu'il a découvert en 1875 (1) et confirme ses premières conclusions par l'observation de plus de cent liquides nouveaux de la composition la plus variée.

La méthode expérimentale est tout à fait analogue à celle qui a déjà été décrite. Le seul fait à signaler est la construction d'une cellule destinée à recevoir des corps, comme le soufre et le phosphore, que l'on doit chauffer pour les amener à l'état liquide.

Voici les résultats principaux de toutes les recherches de M. Kerr et les remarques qui les accompagnent :

1° Sous l'influence de la déformation (*stress*) électrique, les corps deviennent biréfringents et se comportent comme des cristaux uniaxes, ayant pour axe la ligne de déformation électrique. C'est là une propriété démontrée dans des cas tellement nombreux et tellement différents, qu'on peut la regarder comme une propriété générale de la matière. Il n'y a à cette loi que quelques rares exceptions, où l'action électro-optique paraît être masquée par d'autres effets. Les courants produits par des différences de température sont, par exemple, une cause principale de perturbation.

2° On peut diviser les diélectriques en deux classes, les *positifs*

---

(1) Voir *Journal de Physique*, t. IV, p. 376; t. V, p. 98; t. VIII, p. 414, et t. IX, p. 253.

et les *négatifs,* correspondant aux classes des cristaux uniaxes. En général, la différence est aussi tranchée qu'entre le quartz et le spath d'Islande. Les liquides positifs agissent comme du verre soumis à une extension suivant une direction parallèle aux lignes de force électriques, ou comme des lames de quartz dont l'axe est parallèle à ces lignes de force. Les liquides négatifs agissent comme du verre comprimé ou des lames de spath d'Islande. Les deux exemples les plus remarquables de diélectriques positifs sont le *sulfure de carbone,* depuis longtemps étudié d'ailleurs, et le *chlorure d'amyle,* qui présente des effets aussi nets et aussi brillants que le sulfure de carbone. Le *chloroforme* et *l'aniline* sont des diélectriques négatifs.

3° Jusqu'ici les diélectriques positifs paraissent être plus nombreux que les diélectriques négatifs : sur treize composés de l'*amylène,* dix sont positifs et trois négatifs. C'est à peu près partout la même proportion. Les seuls corps simples étudiés, le *brome,* le *soufre* et le *phosphore,* sont également positifs.

4° Il y a une relation très intime entre les caractères chimiques des composés et leur pouvoir électro-optique. Ainsi les hydrocarbures sont positifs, les huiles grasses négatives, les acides gras liquides à la température ordinaire positifs, les alcools autres que l'alcool méthylique, négatifs, etc.

5° Le caractère électro-optique d'un corps n'est nullement indiqué par sa composition chimique. On trouve bien, par exemple, des corps isomères semblables au point de vue électro-optique ; mais le contraire se présente aussi.

6° Les corps étudiés jusqu'ici et qui appartiennent à des séries chimiques homologues présentent une certaine constance dans le caractère électro-optique ; ainsi les oxydes, les oxydes hydratés et les sulfures des radicaux alcooliques sont négatifs ; les hydro-sulfures, les iodures, bromures, chlorures, etc., sont positifs.

7° Dans chacune de ces séries homologues, il y a généralement une progression du pouvoir électro-optique ; les corps les plus actifs sont les termes les plus élevés de la série. De bons exemples sont présentés par les alcools et les acides gras liquides à la température ordinaire ; les premiers sont négatifs, les seconds positifs et la variation du pouvoir électro-optique est très régulière. Il peut même y avoir un changement de signe et passage d'un pou-

voir électro-optique faiblement positif à un pouvoir faiblement négatif ou inversement; ainsi les corps suivants sont

Alcool méthylique.	+	Acide formique...	—
Alcool éthylique...	—	Acide acétique ...	+

Cette coïncidence de changement de signe à deux points correspondants de deux séries est un fait extrêmement remarquable.

8° L'oxygène est probablement un diélectrique négatif. Faisons $n = 1$ et $n = 0$ dans les formules générales des alcools

$$(C^n H^{2n+1} HO)$$

et des alcools $(C^n H^{2n} O^2)$. Nous avons, d'une part, $CH^3 HO$, ou l'alcool méthylique, et $H^2 O$, c'est-à-dire l'eau; d'autre part, nous obtenons $CH^2 O^2$, ou l'acide formique, et l'oxygène O^2. Or l'alcool méthylique est positif et l'expérience montre qu'il en est de même de l'eau. Par analogie, on conclut que l'oxygène se comporte comme l'acide formique, c'est-à-dire qu'il est aussi négatif.

L'auteur insiste beaucoup, en terminant, sur la constitution, le rôle du diélectrique et son action dans la transmission de la force électro-statique.

C'est essentiellement une action de direction : les molécules se placent en files suivant les lignes de force, comme la limaille de fer sous l'influence des pôles d'un aimant. La double réfraction électro-optique peut être attribuée à une structure en quelque sorte cristalline et uniaxiale, maintenue par la tension (*stress*) électrique.

Ce caractère de la déformation élastique est en opposition avec la théorie de l'action électro-optique émise par le professeur Quincke [1] et confirme complètement les vues de Faraday et Maxwell. B.-C. DAMIEN.

---

[1] Voir *Journal de Physique*, t. X, p. 169.

CARL PULFRICH. — Photometrische Untersuchungen über Absorption des Lichtes in isotropen und anisotropen Medien (Recherches sur l'absorption de la lumière dans les milieux isotropes et anisotropes); *Ann. der Physik*, t. XIV, p. 177; 1881.

Le spectrophotomètre employé est celui de Glan [1]. On déterminait, pour chacun des corps absorbants étudiés, et pour un grand nombre de régions différentes des spectres, les coefficients d'extinction ε, coefficients donnés par la formule

$$\varepsilon = -\frac{\log i_z}{4\pi z M}.$$

i_z est l'intensité lumineuse d'un rayon qui a traversé une épaisseur de z millimètres du corps (l'intensité de la lumière incidente étant prise pour unité). Dans la formule, M est le module des logarithmes.

I. *Dissolutions colorées.* — La cyanine présente une bande unique d'absorption voisine de D, qui se déplace un peu vers le rouge quand la concentration diminue. Elle se déplace notablement avec la nature du dissolvant.

Le permanganate de potasse présente cinq bandes d'absorption pour les régions $\lambda = 0^{\mu},571$ (faible). 0,547 et 0,525 (fortes toutes deux), 0,505 (faible), 0,491 (très faible).

II. *Préparations dichroïscopiques et cristaux.* — Les recherches ont porté sur le caoutchouc étiré, l'oxalate double de chrome et d'ammoniaque, des tourmalines verte et rouge, la titanite et l'épidote.

Pour chacune de ces substances on déterminait de la manière suivante les coefficients d'absorption pour les rayons ordinaires et extraordinaires : la lame cristalline recouvrait d'abord les deux moitiés de la fente. La section principale étant amenée à se confondre avec celle du Wollaston, on pouvait déterminer le rapport $v = \frac{i'_z}{i''_z}$ des proportions de lumière transmises dans la radiation

---

[1] *Wied. Annalen*, t. I, p. 353; 1877. *Voir* aussi le Mémoire de M. Crova (*Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. XIX; 1880).

ordinaire et extraordinaire de la plaque. Soulevant alors la plaque, sans changer son orientation, de manière à ne lui faire recouvrir que la moitié supérieure de la fente, on mesurait directement i_2.

La tourmaline verte absorbe si fortement la radiation ordinaire qu'on n'a pu faire que quelques mesures au voisinage du maximum de lumière transmise ($\lambda = 0^{\mu},575$). Le minimum d'absorption de la radiation extraordinaire correspond à la même longueur d'onde. La tourmaline rouge ne diffère de la précédente qu'en ce que le minimum d'absorption s'est déplacé vers le rouge ($\lambda = 0^{\mu},637$).

III. La comparaison des nombres obtenus dans les cas les plus simples (une seule bande d'absorption), avec la formule de Ketteler (1), montre que, si cette formule représente assez bien la marche générale du phénomène, les différences entre le calcul et l'observation varient d'une manière si régulière, qu'on doit en conclure, contrairement à M. Hesse (2), que la formule de Ketteler est insuffisante.

J. Macé de Lépinay.

W. FEUSSNER. — Ueber die Interferenzerscheinungen dünner Blättchen, mit besonderer Rücksicht auf die Theorie der Newton'schen Ringe (Sur les interférences dans les lames minces, et application aux anneaux de Newton); *Wied. Annalen*, t. XIV, p. 545; 1881.

Ce Mémoire est un résumé de deux Mémoires (3) dont le premier a précédé le travail de MM. Sohncke et Wangerin analysé précédemment (4). L'auteur fait plusieurs objections à la théorie donnée par Wangerin.

1° Wangerin admet que, pour chercher les points de l'espace où les franges d'interférence présentent leur maximum de netteté, il suffit de considérer deux groupes particuliers de deux rayons chacun, qu'il appelle groupes principaux (*Hauptpaare*). L'auteur montre que cette hypothèse est inadmissible.

---

(1) *Wied. Ann.*, t. VII, p. 117 et p. 658; 1879.

(2) *Wied. Ann.*, t. XI, p. 786; 1880.

(3) *Ber. der Ges. zur Bef. d. Ges. Naturwine zu Marburg*, p. 1, 1880, et p. 1, 1881.

(4) *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 140.

2° L'auteur conteste qu'il soit suffisant de ne tenir compte que de la première réflexion dans l'intérieur de la lame mince.

3° Il considère comme inexact ce principe, qui cependant, je crois, n'est contesté par personne, que les rayons qui passent tous par le point visé par un microscope parviennent tous au point de croisement des fils du réticule, sans avoir acquis dans leur trajet aucune nouvelle différence de marche. Ce ne serait, d'après lui, qu'approximativement vrai, et cette approximation serait insuffisante dans le cas actuel.

Nous n'entrerons pas dans le détail des calculs de l'auteur, d'autant plus compliqués qu'il aborde la question dans toute sa généralité, sans s'arrêter aux simplifications que l'on pourrait introduire sans altérer en rien l'exactitude de la théorie (¹). L'auteur, il est vrai, n'applique le calcul qu'au cas d'une lame mince en forme de coin très aigu, mais, comme il le fait remarquer, et contrairement aux assertions de Wangerin, les résultats sont directement applicables aux anneaux de Newton, en substituant à la surface sphérique son plan tangent au point placé sur le prolongement de l'axe optique du microscope.

Dans le cas d'une lame mince d'air, comprise entre une sphère et une plaque à faces parallèles infiniment mince, la surface sur laquelle se dessinent les anneaux (surface d'interférence) est du quatrième degré.

La discussion montre que, dans le cas où l'on vise dans le plan d'incidence passant par le centre des anneaux, on retrouve la droite principale de Wangerin (*Hauptgerade*, $2z = x \sin \alpha$). Mais c'est le seul cas où il y ait concordance entre les deux théories.

L'un des résultats les plus curieux de cette théorie complète est que, pour une lame mince en forme de coin, les franges ne sont pas toujours parallèles à l'arête de la lame mince. Ce résultat, que ne prévoit pas la théorie de Wangerin, a été vérifié par l'expérience.

J. Macé de Lépinay.

(¹) On pourrait, par exemple, d'après les principes exposés dans le Traité de MM. Jamin et Bouty (t. III, fasc. 3, p. 249) considérer la source comme coïncidant avec la première face de la lame mince.

KNUT ÅNGSTRÖM. — Die Ausdehnung des Wassers durch Absorption von Gasen (Sur l'augmentation de volume qu'éprouve l'eau en dissolvant les gaz); *Ann. der Physik und Chemie*, 5e série, t. XV, p. 297; 1882.

On s'est proposé de déterminer avec exactitude les changements de volume qu'éprouve l'eau lorsqu'elle absorbe des gaz peu solubles.

On a cherché pour cela une méthode permettant : de mesurer le volume de l'eau à température bien constante, d'introduire le gaz sans que le liquide pût subir de pertes par évaporation, et enfin de déterminer exactement le volume du gaz absorbé.

L'appareil employé est très simple : c'est un dilatomètre formé d'un réservoir cylindrique en verre de $0^{cm},40$ à $0^{cm},50$ de capacité ; à la partie inférieure est soudé un tube de petit diamètre qui se recourbe deux fois et s'élève ensuite verticalement à côté du réservoir. Ce tube est calibré et porte une division en millimètres.

En opérant comme pour construire un thermomètre, on remplit le réservoir d'eau bouillie, puis on introduit une petite quantité de mercure qui ferme la partie inférieure du tube. Le volume initial de l'eau est mesuré à 0° en plongeant tout l'appareil dans la glace fondante et notant la division à laquelle s'arrête l'extrémité de la colonne de mercure.

Le gaz que l'on veut faire absorber est introduit dans le tube; on le sépare de l'atmosphère au moyen d'une petite colonne de mercure ; on en mesure exactement le volume (ramené à $0^{m},760$) à l'aide de la graduation que porte le tube, puis on le fait passer dans le réservoir en plongeant tout l'appareil dans un mélange réfrigérant.

En répétant cette opération, on arrive à introduire dans le réservoir la quantité de gaz que l'on veut.

On abandonne l'appareil à lui-même jusqu'à ce que tout le gaz soit absorbé par l'eau, ce qui exige habituellement un jour ou deux. En le plongeant alors dans la glace fondante, on lit le nouveau volume occupé par l'eau et on en déduit la dilatation résultant de l'absorption du gaz.

Il y a quelques précautions à prendre pour éviter les erreurs provenant du déplacement du zéro pendant les diverses manipulations.

On arrive facilement, par des expériences préliminaires, à déterminer la valeur des corrections qui peuvent devenir nécessaires.

On a expérimenté avec l'air, l'azote, l'oxyde de carbone, l'oxygène, l'hydrogène et l'acide carbonique.

Pour chacun de ces gaz, on a trouvé que *les accroissements de volume de l'eau sont proportionnels aux quantités de gaz absorbées.*

Cette loi avait déjà été trouvée par Mackensie, Nichols et Wheeler pour l'acide carbonique et l'ammoniaque. On peut donc admettre que c'est une loi générale, s'appliquant même aux gaz très peu solubles.

On a déterminé pour chacun des gaz ci-dessus et pour quelques autres, doués d'une grande solubilité, l'augmentation de volume qu'éprouve le liquide en absorbant l'unité de volume du gaz. On a trouvé les nombres suivants, que l'on peut appeler *coefficients de dilatation par absorption.*

Azote	0,00145	Acide carbonique	0,00125
Air	0,00140	Acide chlorhydrique	0,00097
Oxyde de carbone	0,00127	Ammoniaque	0,00077
Oxygène	0,00115	Acide sulfureux	0,00091
Hydrogène	0,00106		

Ces nombres diffèrent assez peu les uns des autres, quoiqu'ils correspondent à des gaz doués de propriétés physiques et chimiques très dissemblables. Cela semble démontrer que la dissolution des gaz dans les liquides est un phénomène purement physique, qui s'effectue dans les mêmes conditions pour les gaz appelés permanents et pour les gaz facilement liquéfiables.

En ce qui concerne les gaz permanents, il paraît exister une certaine relation entre l'augmentation de volume de l'eau qui les dissout et leur compressibilité. Si l'on rapproche en effet les nombres ci-dessus des résultats que Natterer a obtenus en soumettant les gaz à des pressions d'environ 2500^{atm}, on remarque que les gaz qui, en se dissolvant, augmentent le plus le volume de l'eau sont aussi ceux qui occupent les plus grands volumes quand on les soumet à une même pression.

L. Bordet.

HILL. — On the Constituent of the Atmosphere which absorbes radiant Heat (Sur le principe de l'atmosphère qui absorbe la chaleur rayonnante); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXIII, p. 216; 1881.

Partant d'observations actinométriques faites dans l'Inde septentrionale et occidentale, à Mussooree (altitude 2114^{m}) et à Dehra (altitude 679^{m}), par MM. Hennessey et Cole, en octobre et novembre 1869 et 1879, et d'observations météorologiques relevées à la même époque en ces lieux mêmes (Dehra) ou dans des stations voisines (Simla, Roorkee et Chakrata), l'auteur établit que le véritable absorbant de la chaleur solaire dans l'atmosphère est la vapeur d'eau; et, en calculant ce pouvoir absorbant, il trouve un nombre identique à celui que j'ai donné comme résultat de mes mesures dans les Alpes.

« Cet accord est si étroit, conclut l'auteur, qu'il est évident que, dans les Alpes comme dans l'Himalaya, pratiquement, l'absorption atmosphérique est exclusivement produite par la vapeur d'eau contenue dans l'air. »

J. VIOLLE.

G. WIEDEMANN. — Ueber einen Apparat zur Darstellung der Erscheinungen des Geysers (Sur un appareil reproduisant le phénomène du Geyser); *Wied. Ann.*, t. XV, p. 173; 1882.

Cet appareil correspond, mieux que l'appareil connu de Müller, au phénomène naturel. Il consiste en un ballon de verre de 500^{cc} surmonté d'un tube de 1^{cm} de diamètre sur 70^{cm} de long, effilé en haut; cette partie représente le geyser proprement dit. Les canaux souterrains qui amènent constamment de l'eau au fond du geyser sont représentés par un tube latéral, plus étroit que le premier, et qui descend jusque dans le ballon, où il est un peu recourbé vers le haut. L'extrémité supérieure de ce tube aboutit au fond d'un vase latéral à demi rempli d'eau. Le tout étant plein d'eau jusqu'à un niveau un peu inférieur à celui de la pointe effilée du gros tube, il suffit de chauffer le ballon avec un bec Bunsen pour obtenir des projections d'eau bouillante à 2^{m} ou 3^{m} de hauteur.

J. MACÉ DE LÉPINAY.

V. STROUHAL ET C. BARUS. — Ueber die Aenderung der thermo-electrischen Stellung des Eisens und des Stahls durch Magnetisirung (Sur la modification des propriétés thermo-électriques du fer et de l'acier sous l'influence de l'aimantation); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XIV, p. 54; 1881.

Des expériences exécutées en 1856 par Sir W. Thomson ont montré que l'aimantation du fer et de l'acier modifie leurs propriétés magnétiques. MM. Strouhal et Barus ont répété ces expériences pour le cas de l'aimantation longitudinale et sont arrivés aux mêmes résultats. Toutefois l'influence de l'aimantation sur les propriétés thermo-électriques est extrêmement faible vis-à-vis de celle de la trempe précédemment étudiée par les auteurs.

R. BLONDLOT.

P. VOLKMANN. — Ueber den Einfluss der Krümmung der Wand auf die Constanten der Capillarität bei benetzenden Flüssigkeiten (Influence de la courbure de la paroi sur la constante capillaire des liquides qui la baignent); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XI, p. 177; 1880.

Le résultat des recherches de l'auteur est négatif. La constante capillaire, déduite de la mesure des hauteurs de liquide soulevées entre des plaques ou dans des tubes, s'est montrée rigoureusement la même et indépendante de la courbure, à la condition d'admettre pour l'épaisseur de la couche liquide qui baigne la paroi une valeur bien déterminée, qui, pour l'alcool, serait de $0^{mm},004$.

E. BOUTY.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXV. — Avril 1882.

BOUQUET DE LA GRYE. — *Recherches sur la chloruration de l'eau de la mer*, p. 433.

Dr TYNDALL. — *Chaleur radiante convertie en son par l'action des molécules libres*, p. 477.

J.-B. BAILLE. — *Mesure des potentiels correspondant à des distances explosives déterminées*, p. 486.

C. Lagrange. — *Le phénomène de la marée souterraine de Dux en Bohême*, p. 533.

R. Pictet. — *Contribution de l'Astronomie à la solution d'un problème de Physique moléculaire*, p. 546.

C. Decharme. — *Expériences hydrodynamiques; imitation par les courants liquides des phénomènes d'électromagnétisme et d'induction*, p. 554.

C. Decharme. — *Note complémentaire relative aux expériences hydrodynamiques*, p. 570.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XIII. — Mai 1882.

Le Conte Stevens. — *Perspective physiologique*, p. 309.

Le Conte Stevens. — *Stéréoscope réversible*, p. 322.

Piazzi Smyth. — *Constitution des lignes formant le spectre de l'oxygène à basse température*, p. 330.

J. Macfarlane Gray. — *Détermination faite par Regnault de la chaleur spécifique de la vapeur*, 337.

Lord Rayleigh. — *Observations acoustiques*, p. 340.

Shelford Bidwell. — *Effet de la température sur la résistance électrique de mélanges de soufre et de charbon*, p. 347.

W. Spottiswoode. — *Séparateur et shunt pour courants alternatifs de haute tension*, p. 353.

W. Chandler Roberts et T. Wrightson. — *Densité de certains métaux à l'état liquide*, p. 360.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome. XVI. — N° 5. — Année 1882.

A. König. — *Relation entre la polarisation galvanique et la tension superficielle du mercure*, p. 1.

R. Colley. — *Travail produit par les forces extérieures dans un circuit fermé*, p. 39.

W. Hallock. — *Sur la polarisation galvanique et sur l'élément de Smée*, p. 56.

E. Ketteler. — *Théorie d'un milieu produisant la polarisation circulaire ou elliptique*, p. 86.

E. Albert. — *Changement de ton des couleurs spectrales résultant d'une diminution d'intensité*, p. 129.

A. Witkowski. — *Influence de la déformation sur la conductibilité électrique*, p. 161.

A. Ritter. — *Recherches sur la hauteur de l'atmosphère et sur la constitution des astres gazeux*, p. 166.

SUR LA CONDITION D'ACHROMATISME DANS LES PHÉNOMÈNES D'INTERFÉRENCE;

PAR M. A. CORNU.

I. — THÉORIE.

Les expériences que j'ai entreprises pour l'étude des lois de la double réfraction circulaire, naturelle et magnétique, et que j'ai exposées précédemment (1), m'ont amené à examiner et à résoudre une difficulté signalée par divers auteurs, et considérée même par M. Gouy (2) comme une objection à l'admirable explication du pouvoir rotatoire donnée par Fresnel.

En effet, j'ai utilisé le phénomène des *franges latérales* pour mesurer la différence entre les vitesses des ondes circulaires et la vitesse de l'onde ordinaire dans le quartz : or ce phénomène offre l'anomalie qui se rencontre dans tous les cas analogues, où l'on fait interférer des ondes ayant subi la double réfraction circulaire : les systèmes latéraux de franges sont écartés d'un peu plus du double de ce qu'une théorie approximative semble indiquer.

M. Billet, dans son excellent *Traité d'Optique physique*, signale ce désaccord et cite les chiffres qu'il a obtenus en répétant les expériences d'Arago, Fresnel et Babinet avec un quartz de 42^{mm} (t. II, p. 242); ce passage résume parfaitement l'état de la question.

« ... Ce quartz fait tourner le rayon moyen du spectre d'environ $42 \times 23^\circ = 966^\circ$. Cela donne, à raison de 180° pour une onde de retard, un retard total d'environ 5,5 ondes. Ce devrait donc être sur la cinquième frange noire, là où le retard géométrique vaut 5,5 ondes, que devrait s'installer la frange centrale d'un système latéral, et la distance des centres des deux systèmes latéraux devrait être, par conséquent, de 22 franges simples ou de 11 fois l'intervalle qui sépare deux franges semblables, deux

(1) *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 157.

(2) Séances de la *Société de Physique*, année 1880, p. 133.

noires par exemple. Il n'en est rien : cette distance dépasse le double de cette valeur théorique et atteint le chiffre de 24. »

L'expérience, faite avec un bloc unique de quartz, suivant le dispositif Arago-Fresnel, exige l'emploi d'un polariseur et d'un analyseur; mais elle peut se répéter dans des conditions plus simples, avec la lumière naturelle, lorsque l'on emploie un *biquartz à deux rotations,* comme dans l'expérience rappelée dans ma précédente Communication : l'anomalie est exactement la même. Avec les *biquartz à axes croisés,* que j'ai employés dans mes observations, les conditions théoriques sont également réduites au maximum de simplicité (¹); la même anomalie subsiste encore.

L'une de mes premières préoccupations a donc été d'examiner ce désaccord apparent, non pas que la démonstration expérimentale de la loi à laquelle je suis parvenu pût en être infirmée (fondée sur la symétrie des deux systèmes latéraux, elle est indépendante de cette anomalie), mais pour ne pas laisser passer une difficulté touchant de si près le mode expérimental adopté.

Le résultat de ces recherches préliminaires, qui ont embrassé des cas divers et nombreux, se résume en un théorème général dont voici l'énoncé :

Dans un système de franges d'interférences produites à l'aide d'une lumière hétérogène ayant un spectre continu, il existe toujours une frange achromatique qui joue le rôle de frange centrale et qui se trouve au point du champ où les radiations les plus intenses présentent une différence de phase maximum ou minimum.

Ce théorème, déduit d'abord de l'examen de cas très particuliers, est une simple conséquence de la constitution d'un système de franges d'interférences, de sorte qu'on peut en donner la démonstration indépendamment des phénomènes qu'il est destiné à expliquer.

Soit b la distance des deux ouvertures (réelles ou fictives) qui livrent passage aux deux ondes réagissantes dont on observe

(¹) L'emploi d'un polariseur ne sert qu'à éliminer le rayon extraordinaire : le phénomène est visible sans analyseur; il le serait même sans polariseur, mais le champ serait lavé de blanc et l'observation moins facile.

l'interférence sur un tableau, à la distance D, en un point situé à la distance u du milieu géométrique du champ des franges rectilignes.

Ces deux ondes, issues de la même source et d'égale intensité A_λ^2, ont une différence de phase φ, provenant de deux causes :

1° De la différence optique des chemins parcourus dans les divers milieux placés en avant des ouvertures : la différence de phase provenant de ce chef dépend de la couleur, c'est-à-dire de la longueur d'onde de la lumière employée; on la désignera, en général, par $F(\lambda)$;

2° De la différence de distance des ouvertures au point u du tableau; la différence de phase correspondante est évidemment égale à $\frac{bu}{\lambda D}$, d'où l'on conclut

$$\varphi = F(\lambda) + \frac{bu}{\lambda D}.$$

D'après la règle de Fresnel, l'intensité au point u sera

$$I = A_\lambda^2 + A_\lambda^2 + 2A_\lambda . A_\lambda \cos 2\pi\varphi = 4A^2 \cos^2 \pi\varphi.$$

Avec la lumière blanche, on aura la superposition d'une infinité de semblables systèmes, de sorte que l'intensité en un point du champ sera représentée par la somme

$$I = 4\Sigma A_\lambda^2 \cos^2 \pi\varphi,$$

le signe Σ renversé rappelant qu'on a à opérer une sommation d'effets physiologiques et non pas une sommation de quantités algébriques.

S'il existe une *frange sensiblement achromatique,* c'est-à-dire telle que toutes les couleurs (au moins les plus intenses pour l'œil) soient altérées dans la même proportion, elle doit se trouver en un point u, tel que la valeur de φ soit indépendante de λ : ce qui impose la condition analytique

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = 0,$$

ou bien

$$F'(\lambda) - \frac{bu}{\lambda^2 D} = 0.$$

Cette condition (qui suppose implicitement que la variable λ ne

présente aucune discontinuité) signifie que la *phase* au point cherché passe *par un maximum ou un minimum.*

L'équation de condition ne contenant u qu'au premier degré, il existera toujours un semblable point définissant ainsi une ligne *neutre* ou *achromatique,* et il n'en existera qu'un seul : le théorème est donc démontré.

Propriétés de la ligne achromatique. — 1° La fonction $F(\lambda)$ étant quelconque, la condition $\frac{d\varphi}{d\lambda} = 0$ est remplie d'une manière rigoureuse pour une certaine radiation λ, et d'une manière approximative seulement pour les autres; mais, avec les formes particulières de $F(\lambda)$ qu'on rencontre dans les expériences et dans les circonstances ordinaires d'observation, il arrive que, si cette condition est réalisée pour le rayon moyen du spectre (ou mieux pour le plus intense), elle est réalisée suffisamment pour toute l'étendue du spectre visible, les divergences sur les rayons extrêmes, c'est-à-dire les moins intenses, ne produisant que des colorations peu sensibles.

2° Ces divergences sont sensiblement annulées lorsque la valeur de φ est voisine d'un nombre pair ou impair de fois la fraction $\frac{1}{2}$, parce que $\cos^2 \pi\varphi$ passe alors par un maximum ou un minimum.

3° L'intensité de la lumière sur la ligne neutre est très approximativement égale à $4\cos^2\pi\varphi \mathfrak{Z} A_\lambda^2$, puisque la valeur de φ est commune à toutes les radiations : elle peut prendre toutes les nuances de *gris incolore* comprises depuis le blanc parfait, valeur maximum égale à $4\mathfrak{Z}A_\lambda^2$ jusqu'au noir complet, valeur minimum égale à zéro.

4° La frange qui englobe cette ligne neutre présente le minimum de colorations; on peut l'appeler la *frange achromatique;* dans les cas extrêmes, cette frange achromatique est *blanche* ou *noire* (à centre *blanc* ou *noir*).

5° Lorsque la frange achromatique est noire ou blanche, elle est sensiblement *frange centrale* du système, car la ligne neutre qu'elle contient est une ligne de symétrie des colorations de cette frange; en effet, toutes les couleurs ont leur maximum ou minimum d'intensité sur la ligne neutre, car on a

$$\frac{dI}{du} = 4\pi \frac{b}{\lambda D} \mathfrak{Z} A_\lambda^2 \, 2 \sin \pi\varphi \cos \pi\varphi = 0.$$

Dans le cas général, au contraire, la frange achromatique est dissymétrique comme irisation.

6° Si l'expression de la phase φ contient un paramètre arbitraire, indépendant de λ et de u, la condition $\frac{d\varphi}{d\lambda} = 0$, et par suite la position de la ligne achromatique, en est indépendante. La variation continue de ce paramètre entraîne le déplacement continu des franges, mais n'altère pas la fixité de cette ligne achromatique qui reste toujours au milieu du système; la frange qui la traverse devient la frange achromatique et passe successivement par toutes les variétés indiquées ci-dessus.

Remarque. — L'analyse précédente montre l'inexactitude de la théorie adoptée jusqu'ici pour la détermination de la frange centrale; on cherchait en effet, comme l'indique la citation du début, le point du champ où la différence de phase d'une certaine couleur (rayon moyen) est nulle, $\varphi = 0$, condition toute différente de celle qui se déduit de l'analyse du phénomène; aussi ce point ne correspond-il pas à la frange centrale apparente, puisqu'il varie lorsqu'on choisit une autre couleur.

L'erreur que l'on commettait provient d'une généralisation défectueuse de ce qu'on doit appeler une *frange centrale*. Dans le cas d'un système *normal* de franges (miroirs de Fresnel, trous d'Young, etc.), où la différence de phase se réduit à $\psi = \frac{ub}{\lambda D}$, le milieu du champ est occupé par une frange qu'on a prise comme type des franges centrales; en ce point, $u = 0$, la différence de phase est nulle quelle que soit la couleur; cette condition est double et conduit à deux généralisations différentes dans le cas où la différence de phase est une fonction plus complexe de la longueur d'onde.

La première consiste à définir la frange centrale par la condition que la différence de phase soit nulle pour une couleur donnée (rayon moyen du spectre); mais cette définition, on l'a vu, ne répond pas au phénomène qu'on veut observer et conduit à des résultats en désaccord complet avec l'expérience.

La seconde, que je propose, consiste à définir, non pas en réalité une frange centrale et symétrique, ce qui n'est pas possible en général, mais la *frange achromatique,* celle qui présente le minimum d'irisation : on a vu qu'elle existe toujours et que même,

dans certains cas, elle est très sensiblement centrale et symétrique.

Il est facile de voir que cette définition correspond véritablement au phénomène que les physiciens ont en vue et qu'elle conduit aux résultats mêmes de l'expérience.

Je choisirai précisément l'exemple cité par M. Billet. Il suffit, pour le traiter, de connaître la valeur particulière de la phase φ dans l'expérience d'Arago-Fresnel. On trouve aisément (¹) pour l'expression de l'intensité en un point quelconque u du champ

$$I = 4A_\lambda^2 \cos^2(\Omega + \alpha)\cos^2\pi\psi,$$

ou l'équivalent

$$I = A_\lambda^2[\cos(\Omega + \alpha + \pi\psi) + \cos(\Omega + \alpha - \pi\psi)]^2,$$

Ω étant l'angle des sections principales du polariseur et de l'analyseur et α l'angle dont le bloc de quartz fait tourner le plan de polarisation de la radiation λ. On sait, d'après la loi de Biot, que cet angle est proportionnel à la longueur e du quartz et à peu près en raison inverse du carré de λ

$$\alpha = \frac{He}{\lambda^2}.$$

Je ne m'arrêterai pas à démontrer que ces formules rendent compte des *trois systèmes de franges* qu'on observe avec la lumière blanche : il suffit de remarquer que les deux systèmes latéraux ont respectivement pour équations

$$I = A_\lambda^2\cos^2(\Omega + \alpha + \pi\psi), \quad I = A_\lambda^2\cos^2(\Omega + \alpha - \pi\psi),$$

qu'on obtiendrait directement par la considération des ondes à vibration circulaire. La forme de ces équations est naturellement celle qui a été discutée plus haut, et la valeur de $\pi\varphi$ est précisément l'argument du cosinus : on remarquera, en passant, le para-

(¹) Les deux faisceaux incidents polarisés ont pour amplitude A_λ; leur vibration, faisant l'angle Ω avec un axe arbitraire, fait l'angle $\Omega + \alpha$ après la sortie du quartz : la composante conservée par l'analyseur dont la section est dirigée suivant l'axe arbitraire sera $A_\lambda \cos(\Omega + \alpha)$. La différence de phase due à l'obliquité sur les ouvertures sera, comme plus haut, $\psi = \frac{bu}{\lambda D}$. La règle de Fresnel donne l'expression ci-dessus.

mètre arbitraire Ω indépendant de u et de λ dont il a été question et qui explique le déplacement des franges par la rotation de l'analyseur, leur variation continue de colorations, et malgré cela la fixité de la frange centrale apparente périodiquement blanche ou noire.

La ligne achromatique est définie par la condition

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} \pm \pi \frac{bu}{\lambda^2 D} = 0,$$

qu'on peut écrire

$$\frac{1}{\pi} \lambda \frac{d\alpha}{d\lambda} \pm \frac{u}{\frac{\lambda D}{b}} = 0.$$

Le dénominateur de u représente la largeur X d'une frange (définie par la condition $\psi = 1$). Si maintenant on substitue la dérivée de α, tirée de la loi de Biot,

$$\frac{d\alpha}{d\lambda} = -\frac{2He}{\lambda^3}, \quad \text{d'où} \quad \lambda \frac{d\alpha}{d\lambda} = -\frac{2He}{\lambda^2} = -2\alpha,$$

il vient, en définitive,

$$\frac{u}{X} \pm \frac{2\alpha}{\pi} = 0.$$

La ligne achromatique est donc distante du milieu du champ d'un nombre de franges égal au double du nombre de fois suivant lequel 180° *est compris dans l'angle de rotation du quartz.*

C'est le double de ce que prévoyait la théorie défectueuse, et c'est précisément ce que donne l'observation.

L'anomalie prétendue n'existe donc nullement, et le phénomène est une conséquence de la loi de Biot (¹).

(¹) L'emploi d'une formule empirique plus exacte permet de serrer encore de plus près l'expérience : ainsi, en déterminant l'exposant ε de λ ($\varepsilon = -2$ dans la loi de Biot) par la condition de représenter le mieux possible les résultats de MM. Soret et Sarasin (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXIII, p. 818) dans l'étendue du spectre visible, on trouve $\varepsilon = -2{,}13$: la simplicité de la démonstration n'en est pas altérée, mais le facteur 2 est remplacé par 2,13. Ce chiffre, substitué dans des données numériques de M. Billet, donne

II. — Expériences de vérification.

On réalise aisément par l'expérience les conditions développées ci-dessus : voici les principaux phénomènes que j'ai pu montrer par projection [1].

1° *Déplacement de la frange achromatique à l'aide d'un prisme d'angle variable.*

Si l'on projette un système de franges sur un écran blanc, et qu'on interpose un diasporamètre de Boscowitch ou de Brewster, chaque lumière simple, par conséquent chaque système monochromatique de franges, est déplacé d'une quantité dépendant de sa longueur d'onde, à cause de la dispersion du prisme; si l'on fait croître progressivement l'angle du prisme, on voit les franges se déplacer, et la coloration se modifier; bientôt la symétrie initiale de la frange centrale blanche se présente autour de la frange sombre contiguë, qui devient alors complètement noire : l'augmentation de l'angle du prisme continuant, la frange centrale noire s'irise dissymétriquement, et la frange claire contiguë devient bientôt frange centrale blanche, et ainsi de suite : si bien que la frange achromatique paraît suivre le mouvement de translation des franges, mais en allant, en apparence, un peu moins vite que le déplacement général.

Le calcul permet de prévoir ce résultat : en effet, si l'on désigne, comme plus haut, par u la distance au milieu du champ, où la phase est φ, on a pour un système de franges *normal*

$$\varphi = \frac{bu}{\lambda D}.$$

---

pour la distance des franges achromatiques des deux systèmes le nombre

$$11 \times 2{,}13 = 23{,}4,$$

résultat aussi voisin que possible du chiffre observé, 24, eu égard à l'approximation qu'on est en droit d'attendre du phénomène, qui n'est appréciable qualitativement qu'à une frange près.

[1] Avec le concours empressé de M. J. Duboscq, qui a bien voulu faire tailler diverses pièces de quartz, spécialement en vue d'exécuter plus facilement ces expériences.

Si ce point est déplacé par la réfraction du prisme, il se trouvera en un point x tel que

$$x = u + c_\lambda,$$

c_λ étant le déplacement que le prisme produit sur la radiation λ.

On peut considérer, dans une première approximation, que c_λ est proportionnel à l'angle variable du prisme A et de la forme

$$c_\lambda = A(p - q\lambda),$$

p et q étant deux constantes positives, parce que la déviation des radiations à courte longueur d'onde est plus grande que celle des radiations à grande longueur d'onde ; d'où l'on conclut, pour la détermination du point x où la phase est φ, l'expression

$$\varphi' = b\frac{x - c_\lambda}{\lambda D} = b\frac{x - Ap + Aq\lambda}{\lambda D} = b\frac{x - Ap}{\lambda D} + b\frac{Aq}{D}.$$

La position x de la frange achromatique est donnée par la dérivée de φ par rapport à λ, égalée à zéro,

$$x - Ap = 0.$$

On voit que le déplacement de la frange achromatique est proportionnel à l'angle du prisme et que la phase correspondante est une constante $\frac{bAq}{D}$ indépendante de λ, ce qui donnerait un achromatisme parfait, si l'expression adoptée pour c_λ était rigoureuse.

Les franges centrales blanches successives correspondent aux valeurs de $\frac{bAq}{D}$ égales à 0, 1, 2, etc. ; les franges noires, aux valeurs intermédiaires $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{2}$, $\frac{5}{2}$, etc.

L'analyse de cette expérience si simple est très instructive et mérite d'être détaillée par le lecteur désireux de se rendre un compte exact des conditions d'achromatisme dans les phénomènes d'interférence.

La projection est très brillante, même avec la lumière Drummond, si l'on produit les franges avec le compensateur de Babinet.

2° *Réalisation d'une variation de la phase commune à toutes les radiations.*

C'est le cas indiqué sous le numéro 6° dans l'*Étude des propriétés*

de la ligne achromatique (p. 297) et rappelé plus loin (p. 298) à propos des *trois systèmes* de franges.

On forme un parallélepipède avec deux prismes de quartz de rotation contraire, taillés à 30°, l'axe étant perpendiculaire à l'une des faces, et on les colle ensemble, par la face oblique, de manière que les deux faces parallèles soient perpendiculaires à l'axe. Ce parallélépipède donne dans la lumière polarisée un beau système de franges dont le lieu apparent est au milieu du bloc.

La frange centrale correspond au point où les épaisseurs de quartz sont égales et se compensent comme pouvoir rotatoire. Il est facile de voir, par une formule analogue à celle qui est donnée plus haut, que la différence de phase contient, comme paramètre variable, l'angle que fait le polariseur avec l'analyseur.

Il en résulte que la condition $\frac{d\varphi}{d\lambda} = 0$ est indépendante de cet angle, c'est-à-dire que la ligne achromatique est fixe.

L'expérience montre en effet que la rotation continue de l'analyseur altère profondément les teintes des franges; que ces franges paraissent se déplacer d'un mouvement continu; mais la frange achromatique reste toujours fixe au centre du système, passant périodiquement à l'état de frange centrale blanche et noire alternativement.

3° *Projection des trois systèmes de franges d'Arago et Fresnel.*

Les systèmes latéraux, dans l'expérience des trois systèmes de franges, présentent cette propriété curieuse, isolée dans l'expérience précédente, de paraître, par rotation de l'analyseur, mobiles comme les filets d'une vis sans fin, et, en réalité, de rester en place. On réussit à projeter ce phénomène avec la lumière Drummond, en modifiant légèrement l'expérience primitive d'Arago avec le dispositif suivant. On prend un prisme biréfringent en quartz d'un angle extrêmement petit, intermédiaire entre l'angle des plus faibles et celui qu'on adopte pour le compensateur de Babinet. Cet appareil, placé entre un polarisateur et un analyseur, donne un système de franges très serrées dont le lieu apparent est au milieu de l'épaisseur du prisme. Entre le prisme et l'analyseur on interpose un bloc de quartz perpendiculaire à l'axe, d'au moins 50^{mm} d'épaisseur. On voit

alors les trois systèmes dont la théorie a été donnée ci-dessus. On reconnaît dans les trois systèmes la fixité de la frange achromatique, malgré les mouvements apparents centrifuges ou centripètes des systèmes latéraux.

SUR LES CONDITIONS D'ACHROMATISME DANS LES PHÉNOMÈNES D'INTERFÉRENCE;

PAR M. A. HURION.

A la suite de recherches sur la vitesse des ondes circulaires dans le quartz ([1]), M. Cornu est arrivé à énoncer le principe suivant :

Dans un système de franges d'interférences, produites à l'aide d'une lumière hétérogène, ayant un spectre continu, il existe toujours une frange achromatique qui joue le rôle de frange centrale, et qui se trouve au point du champ où les radiations les plus intenses présentent une différence de phase maximum ou minimum.

L'expérience que je vais décrire m'a permis de vérifier l'exactitude de cet énoncé. On produit les franges des miroirs de Fresnel en employant un dispositif imaginé par M. Mascart ([2]). Les miroirs sont éclairés par un collimateur à fente et font un angle saillant; puis la lumière réfléchie tombe sur une lentille convergente. Dans ces conditions, les sources interférentes sont réelles, et leur écart peut être gradué. A l'endroit où se forment les deux images réelles de la fente, on place une cuve de verre mince à deux compartiments, et l'on fait en sorte que chaque source de lumière n'éclaire qu'un seul compartiment. On vérifie que les franges ne sont pas déplacées. On introduit un peu d'eau dans l'un des compartiments : les franges disparaissent, mais, si l'on remplace la loupe d'observation par la fente d'un spectroscope, on obtient le spectre cannelé de MM. Fizeau et Foucault ([3]). On agit à ce moment sur la vis, qui permet de déplacer l'un des miroirs parallèlement à lui-même, en maintenant la lunette pointée sur la raie D.

([1]) *Voir* ci-dessus.
([2]) *Journal de Physique*, 1re série, t. I, p. 23.
([3]) *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXVI, p. 138.

Si l'on tourne dans un sens convenable, on voit les franges se mouvoir du rouge au violet en s'élargissant; bientôt elles deviennent diffuses, et leur mouvement change brusquement de sens. C'est qu'à ce moment la frange centrale est ramenée sur la fente du spectroscope. Dès lors on serait tenté de croire que le retard dû à la couche liquide est exactement compensé par le déplacement du miroir. Or il est facile d'évaluer en longueur d'onde le retard dû à cette dernière cause : il suffit de supprimer la cuve. On obtient alors un nouveau spectre cannelé, dans lequel il est facile de compter le nombre f de franges comprises entre deux raies données B et b par exemple. Dès lors, si l'on désigne par x le nombre de franges qui ont passé sur la raie B par suite du déplacement du miroir et par δ la variation correspondante dans la longueur du chemin parcouru par lumière, on a

$$\delta = x\lambda_B = (x+f)\lambda_b,$$

d'où l'on déduit x; une simple proportion donnera le nombre F de franges qui ont passé sur la raie D.

Si la compensation précédemment indiquée se réalisait, on devrait avoir, en désignant par e l'épaisseur de la couche d'eau et par m son indice de réfraction pour la raie D,

$$(m-1)e = F\lambda_D.$$

Or, dans l'expérience, e était voisin de $0^{mm},46$, d'après des mesures prises au sphéromètre, et F était égal à 272,6. On en déduit pour m la valeur 1,349, nombre visiblement inexact.

Mais, d'après le théorème précédemment énoncé, le phénomène est plus complexe. Si l'on désigne par φ la différence de phase des deux mouvements qui interfèrent sur la fente du spectroscope, on a

$$\varphi = 2\pi\left(\frac{\delta}{\lambda} - \frac{m-1}{\lambda}e\right).$$

Cette différence de phase doit passer par un maximum ou un minimum quand la frange centrale est ramenée sur la fente. On posera donc

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = 2\pi\left[\frac{(m-1)e}{\lambda^2} - \frac{\delta}{\lambda^2} - \frac{e}{\lambda}\frac{dm}{d\lambda}\right] = 0,$$

d'où on déduit

$$\delta = (m-1)e - e\lambda\frac{dm}{d\lambda}.$$

Par suite, en remarquant que cette équation doit s'appliquer à une lumière dont la longueur d'onde est voisine de λ_D, on posera

$$F = \frac{\delta}{\lambda_D} = (m-1)e\left(1 - \frac{\lambda_D}{m-1}\frac{dm}{d\lambda}\right).$$

Mais la quantité entre parenthèses peut s'évaluer si l'on calcule les constantes des formules de dispersion de l'eau à l'aide des résultats des expériences de M. Van der Willigen [1]. On trouve, dès lors,

$$F = (m-1)e(1+0,054),$$

et par suite

$$(m-1)e = \frac{F}{1,054} = 258,6,$$

d'où

$$m = 1,334,$$

nombre suffisamment approché pour que la vérification du théorème puisse être considérée comme satisfaisante.

SUR LA TRANSPARENCE ACTINIQUE DE QUELQUES MILIEUX ET EN PARTICULIER SUR LA TRANSPARENCE ACTINIQUE DES MIROIRS DE FOUCAULT ET LEUR APPLICATION EN PHOTOGRAPHIE;

PAR M. DE CHARDONNET.

I. Les expériences ont été conduites parallèlement par deux voies différentes :

Première méthode. — Le liquide à l'étude était placé dans une cuve fermée par des glaces parallèles, ou, mieux, par des lames de quartz taillées perpendiculairement à l'axe; l'épaisseur de la couche liquide était, suivant la transparence, de 3^{mm} à 20^{mm}. Après avoir traversé le liquide, les rayons lumineux étaient reçus sur du

---

[1] *Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. III, p. 493.

papier photochromique de Poitevin, dont le changement de teinte indiquait la présence ou l'absence des rayons chimiques (on sait que ce papier noircit ou pâlit, selon que la lumière possède ou non ses rayons actiniques). Ce procédé n'indique pas la réfrangibilité des rayons absorbés, mais donne rapidement une idée de la somme totale des rayons chimiques qui manquent. Quant aux solides, il suffit d'en poser des plaques plus ou moins irrégulièrement taillées sur le papier Poitevin et d'exposer le tout au Soleil : l'homogénéité du milieu n'est pas indispensable comme dans la méthode suivante.

Seconde méthode. — Un rayon solaire, réfléchi sur le miroir métallique d'un héliostat, traverse une fente étroite et un objectif en quartz et spath d'Islande (construit par M. Duboscq d'après les indications de M. A. Cornu); puis il est décomposé par un prisme en spath d'Islande et son spectre est projeté sur une plaque photographique ou sur un écran fluorescent. On obtient, de cette façon, un spectre de $0^m,15$ à $0^m,20$ de longueur, dont les raies principales sont toutes assez nettes. Cette combinaison une fois réglée, on interpose, au devant de la fente, une cuve à faces parallèles en quartz, qu'on remplit à moitié avec le liquide à essayer; de cette manière, on projette sur l'écran deux spectres juxtaposés, dont l'un est le spectre solaire naturel, et dont l'autre est le spectre d'absorption de la substance donnée. Cette disposition est essentielle : la comparaison simultanée avec le spectre naturel s'impose à chaque détermination, car le spectre solaire ultra-violet se modifie à chaque instant, suivant la hauteur du Soleil et l'état de l'atmosphère.

Pour étudier la fluorescence, on place la même cuve à faces de quartz dans un créneau de l'écran de projection correspondant au spectre ultra-violet, et on observe la lueur produite, en se garantissant de toute lumière étrangère.

Les liquides qui circulent dans les végétaux ou qui imprègnent les racines et les fruits paraissent tous avides des rayons chimiques utiles ou nécessaire à leurs transformations. Un certain nombre de racines, de tiges, de feuilles, de fleurs et de fruits ont été épuisés, au bain-marie, par l'eau, l'alcool et l'éther; ces décoctions ont toutes intercepté plus ou moins vivement les rayons chimiques: quelques infusions, même peu concentrées, ont éteint une partie

des rayons à la fois actiniques et visibles, jusqu'en G. Les expériences ont porté sur les décoctions suivantes : les racines de pêcher, de pommier, de chou, de sapin ; les haricots, les carottes, les raves, les oignons, les pommes de terre ; les jeunes tiges de coudrier ; les pommes, les épinards, l'oseille ; les pétales de violette, de reine-marguerite, la dissolution de gomme arabique, les branches et les feuilles d'arbres résineux. La sève printanière de la vigne (pleurs), surtout lorsqu'elle est concentrée par l'évaporation, se montre très active, ainsi que la teinture d'arnica, le vin blanc et le vin rouge, même très dilués.

La fluorescence ne paraît pas en rapport direct avec l'intensité de l'absorption actinique. La décoction de raves, par exemple, est un absorbant moins énergique que la décoction de pommes de terre ; et pourtant la première est fluorescente, tandis que l'autre ne l'est pas. Parmi les substances faiblement fluorescentes, je citerai le vin blanc (Meursault), tandis que le vin rouge (Bourgogne) n'a pas manifesté cette propriété. Dans plusieurs des liquides ci-dessus, la fluorescence a été impossible à constater ; dans d'autres elle apparaît franchement, mais elle est très faible, comparée à ce qu'on voit avec la quinine ou le verre d'urane.

Un très petit nombre de liquides de la série animale ont pu être étudiés jusqu'ici. Les résultats paraissent beaucoup plus variés : tandis que le sang, même très dilué, est un absorbant énergique, l'humeur aqueuse de l'œil récemment recueillie (œil de veau), l'albumine de l'œuf de poule, n'ont aucune action sur les rayons chimiques, au moins sous les épaisseurs de 15^{mm} à 20^{mm}.

L'eau distillée, l'alcool, l'éther sulfurique, le collodion normal, la dissolution de sucre de canne sont également sans action.

La gélatine (grénétine du commerce) a été spécialement examinée, en raison de son importance industrielle et physiologique. Elle s'approprie énergiquement tous les rayons actiniques, à ce point que 3^{mm} d'une *gelée* à 5 pour 100 de gélatine interceptent tous les rayons chimiques et que l'absorption commence à la raie G. Cette même *gelée* est sensiblement fluorescente, dans toutes les parties du spectre actinique.

On voit que le sulfate de quinine, considéré longtemps comme présentant le type de l'opacité actinique, partage ses propriétés absorbantes avec un grand nombre de corps organiques.

J'ai comparé les spectres projetés à travers un prisme en spath d'Islande par deux objectifs photographiques simples, d'égal foyer, l'un construit par M. Darlot, de Paris, l'autre par M. Dallmeyer. de Londres. L'objectif anglais s'est montré constamment plus transparent que l'objectif français. Il a paru difficile de mesurer rigoureusement la différence, la méthode des spectres jumeaux indiquée ci-dessus n'étant pas applicable, mais la longueur du spectre invisible projeté sur l'écran s'est trouvée de 25 à 40 pour 100 plus grande avec l'objectif Dallmeyer qu'avec l'objectif Darlot. Un ancien objectif, construit par feu Charles Chevalier, s'est montré plus perméable que l'objectif Darlot, sans approcher de la transparence du verre anglais.

II. Il était intéressant de photographier, à l'aide des dispositions ci-dessus indiquées, les spectres des rayons solaires, après leur passage à travers différents verres d'optique.

Les renseignements fournis par ces expériences ne peuvent être traduits en lois rigoureuses : ils varient un peu avec le temps de pose, et le lieu exact, sur un cliché, où cesse l'action, de plus en plus faible, des radiations sur le bromure d'argent, est impossible à évaluer avec précision.

Néanmoins, de la discussion d'un grand nombre de clichés, on a pu dégager les trois *règles pratiques* suivantes, qui seront utiles aux expérimentateurs :

1. Un genre de verre n'admet au passage, même en plaques minces, et avec une *pose* prolongée, que des longueurs d'onde dépassant un certain minimum, lequel peut être considéré comme une caractéristique de la matière donnée. Une autre caractéristique représente l'épaisseur e de la lame au-dessous de laquelle l'absorption élective ne diminue plus. (Ces limites sont, pour le crown-glass anglais, d'une fabrication très régulière,

$$\lambda = 0^{mm},000300 \quad \text{et} \quad e = 6^{mm} \text{ environ.})$$

2. A partir de ces limites, le raccourcissement du spectre, compté sur l'échelle des longueurs d'onde, paraît sensiblement proportionnel à l'épaisseur du milieu.

Nature des échantillons.	Épaisseur des lames en millimètres.	Longueur d'onde à la limite du spectre photographique.
Crown-glass léger (MM. Chance, frères, fabricants à Birmingham).....	1,2	0,000300
	3	0,000300
	6	0,000300
	12	0,000304
	18	0,000308
Crown-glass français [MM. Feil-Guinand, fabricants à Paris (usine de Saint-Gobain)]....	6	0,000305
	12	0,000310
	18	0,000315
Flint-glass léger (MM. Chance).	6	0,000308
	12	0,000314
	18	0,000320

Pour faire des expériences comparables, j'ai demandé à M. Duboscq de me travailler, d'une façon identique, des lames de verre à faces parallèles ayant toute 6^{mm} d'épaisseur. Pour chaque spectre, la pose a été prolongée jusqu'au terme au delà duquel le temps n'influe plus sensiblement sur la qualité des ondes transmises; on *solarise* ainsi le spectre au voisinage de H, mais on ne perd pas les raies extrêmes. Les longueurs d'onde ont été repérées grâce aux travaux de M. Cornu.

La première colonne de chiffres du tableau suivant indique approximativement le lieu du spectre où commence une chute rapide d'intensité. C'est pour avoir cette bande qu'il faut prolonger la pose, et l'on fera bien de tenir peu de compte, dans la pratique, de ces radiations affaiblies.

Nature des échantillons.	Longueur d'onde au-dessous de laquelle les radiations diminuent rapidement d'intensité.	Longueur d'onde à partir de laquelle cesse toute action sur le bromure d'argent.
Flint-glass lourd extra (MM. Feil-Guinand, à Paris, n° 1505)...	0,000355	0,000350
Flint lourd (MM. Feil-Guinand, n° 1481).....	0,000340	0,000330
Flint léger (MM. Feil-Guinand, n° 1472).....	0,000325	0,000315
Flint léger (MM. Chance).....	0,000320	0,000310
Crown léger, crown (MM. Feil-Guinand, n°s 1478 et 1502). Crown de Saint-Gobain.....	0,000315	0,000305
Crown tendre (trois échantillons de MM. Chance).....	0,000305 à 0,000315	0,000300

On voit que les verres français sont un peu moins transparents que les verres anglais de même espèce. Il serait à désirer que les fabricants déterminassent les constantes actiniques de leurs verres, comme les constantes optiques.

3. Si l'on définit l'absorption actinique par le raccourcissement du spectre sur l'échelle des longueurs d'ondes, cette absorption pour un système optique donné est comprise entre l'absorption du verre le moins transparent, pris isolément, d'une part, et la somme des raccourcissements proportionnels dus à tous les verres de l'appareil. Le tableau suivant donnera une idée des résultats à prévoir :

Nature des combinaisons optiques.	Plus courte longueur d'onde sur le cliché.
6^{mm} de flint lourd et 6^{mm} de crown (MM. Feil-Guinand)..	0,000335
6^{mm} de flint lourd et 18^{mm} de crown (MM. Feil-Guinand).	0,000333
6^{mm} de flint léger et 6^{mm} de crown (MM. Feil-Guinand)...	0,000324
6^{mm} de flint léger et 18^{mm} de crown (MM. Feil-Guinand) .	0,000315
6^{mm} de flint léger et 6^{mm} de crown (MM. Chance).....	0,000310
6^{mm} de flint léger et 18^{mm} de crown (MM. Chance).....	0,000315
18^{mm} de flint léger et 18^{mm} de crown (MM. Chance).....	.,000327

Aujourd'hui que les radiations ultra-violettes prennent une importance de plus en plus grande dans la Physique et l'Astronomie, il serait bon, sous peine de se priver de renseignements précieux, de n'employer que des flints légers et blancs, tout en réduisant le plus possible l'épaisseur des lentilles et des prismes.

III. M. Stokes a découvert que les miroirs en argent poli, employés comme réflecteurs, ne peuvent être utilisés pour l'étude du spectre ultra-violet, parce qu'ils éteignent les rayons les plus réfrangibles. Les travaux de M. Cornu ont montré que l'argenture déposée chimiquement ne vaut pas mieux, tandis que le platine, en couche d'une transparence complète, forme un excellent miroir pour les rayons ultra-violets. Ces travaux ont prouvé que, conformément aux vues de M. Stokes, la diminution du pouvoir réflecteur de l'argent correspond à une augmentation de transparence, si bien qu'une lame de quartz, recouverte d'une couche d'argent, laisse passer facilement les radiations, si réfrangibles, de l'étincelle d'induction.

J'ai recherché, à l'aide de la Photographie, la qualité des ondes transmises par une plaque de cristal de roche, argentée assez fortement pour être complètement opaque à la vue, en comparant ce spectre avec le spectre normal, suivant le mode expérimental ci-dessus indiqué.

J'ai employé exclusivement des appareils construits en quartz et en spath d'Islande et des plaques sensibles du Dr Monckhoven. Comme la pose dure plusieurs minutes pour les rayons traversant la couche d'argent, il faut, au bout de quelques secondes, couvrir la moitié de la fente correspondant au spectre normal, sinon ce spectre serait solarisé.

Sous une incidence rasante de 15° à 20°, comme à 45° et à 90°, j'ai obtenu un spectre limité à la région comprise entre les raies O et T. La largeur de cette bande varie beaucoup avec l'argenture, le temps de pose. Ce qui paraît acquis, c'est que la pénétration a toujours lieu pour la dernière moitié du spectre ultra-violet et n'en atteint jamais la limite, en U, quand même le spectre normal *témoin*, pris sur la même plaque, accuse les plus courtes ondes.

Foucault plaçait, au devant de ses lunettes, une glace plane recouverte d'une *demi-argenture* assez mince pour être transparente, mais qui, réfléchissant la chaleur obscure, préservait ses appareils. La couche d'argent, à mesure qu'elle s'épaissit, n'admet donc au passage, jusqu'à une certaine limite, que des ondes de plus en plus courtes.

Voilà un *filtre*, perméable exclusivement aux rayons obscurs, dont on peut se servir pour photographier, sans l'intervention d'aucun rayon de lumière visible. Il serait difficile de se procurer de grandes plaques de cristal de roche; heureusement, on peut se servir de crown-glass très blanc, ou même de glaces minces de Saint-Gobain; on perd quelques-uns des rayons les plus réfrangibles, mais cet inconvénient est largement compensé par l'étendue des surfaces d'admission. De plus, comme il est malaisé d'obtenir des miroirs sans piqûres (ces défauts apparaissent par transparence), j'ai accolé deux glaces pareilles pour construire mon obturateur; la pose doit être doublée, mais la qualité des rayons transmis reste la même, et l'on s'assure une complète obscurité.

J'ai varié mes essais : tantôt le modèle, fortement éclairé, était

placé à l'extérieur du cabinet noir, et son image venait s'imprimer sur la plaque sensible, dans une obscurité absolue, à travers la double glace de l'obturateur; tantôt le modèle (une statuette en marbre de Carrare), placé dans l'intérieur du laboratoire, recevait son *éclairage invisible* du miroir métallique de l'héliostat. La pose était longue (15 minutes) pour obtenir un cliché modèle; afin d'aller plus vite, il eût fallu, dans le dernier cas, argenter entièrement les vitres de l'atelier. Il est nécessaire, bien entendu, que le modèle soit capable, par lui-même, de réfléchir et de diffuser les ondes les plus réfrangibles qu'il possède, ce que j'appellerai la *couleur actinique* des rayons qui l'atteignent.

Une curieuse expérience d'amphithéâtre consiste à photographier l'arc de la lumière électrique. On ferme la lanterne Duboscq avec un double miroir Foucault, et l'on projette, avec la lentille en spath et en quartz, l'image des charbons sur une plaque à la gélatine. L'impression est complète en quelques secondes, et elle est même instantanée avec une lentille à court foyer.

Quand on possède la lentille achromatique dont je viens de parler, on *met au point* simplement en éclairant son modèle, avant de placer l'obturateur, avec la lumière naturelle. Mais on peut se servir parfaitement d'une lentille simple en quartz. L'image est nette, sans lentille achromatique, parce que le spectre actif est court, mais la mise au point devient délicate. On obtient un bon résultat par l'artifice suivant : on met au point, en éclairant successivement le modèle à travers un verre rouge pur d'abord, ensuite à travers une solution bleue de sulfate de cuivre ammoniacal; on note le déplacement de la glace dépolie, et on l'avanee encore d'une longueur un peu plus grande vers le modèle. La glace dépolie se trouve alors au foyer des rayons les plus réfrangibles.

Dans ce qui précède, j'ai supposé qu'on disposait des rayons directs du Soleil, mais cette condition n'est pas indispensable. Les expériences réussissent bien aussi avec la lumière diffuse des nuées, même par un temps sombre (en tenant compte de l'intensité de l'éclairage). Nous trouvons ici la preuve que les plantes reçoivent les radiations les plus réfrangibles par un temps couvert, comme par un brillant soleil. C'est une première application de la Photographie sans lumière apparente.

SUR LES MÉTHODES A EMPLOYER POUR LA DÉTERMINATION DE L'OHM;

PAR M. G. LIPPMANN.

On sait que toute détermination de résistance en valeur électromagnétique absolue repose sur la production d'une force électromotrice d'induction. C'est là une conséquence des définitions mêmes qui constituent le système électromagnétique; l'unité de force électromotrice y est définie par un phénomène d'induction, et la résistance y est définie comme le rapport de la force électromotrice à l'intensité.

Aussi peut-on classer ces méthodes suivant la nature du phénomène d'induction employé : induction par un courant, induction par la Terre, par un aimant, etc.; ce serait peut-être la meilleure classification à en faire si l'on se proposait soit de les décrire toutes avec ordre, soit d'en inventer de nouvelles, ce qui n'est pas difficile (1).

La plupart des phénomènes d'induction donnent lieu à des courants variables; il s'ensuit que, dans la plupart des méthodes employées, on a fait usage de courants variables. Or on sait que l'emploi de courants variables complique considérablement la mesure des résistances. En effet, tout circuit parcouru par un courant variable exerce une induction sur lui-même : il produit ce que l'on appelle un *extra-courant*. On a donc à calculer cette induction afin de tenir compte de l'extra-courant. Cette correction est importante et elle ne peut être faite qu'avec une approximation difficile à connaître. Pour en donner un exemple, lord Rayleigh et M. Schuster évaluent à 8 pour 100 la valeur à laquelle cette correction a pu s'élever dans les expériences faites par l'Association britannique.

D'ailleurs la résistance d'un conducteur de section finie, comme l'est un fil métallique, n'est bien définie que pour le cas des courants constants.

---

(1) La méthode calorimétrique de M. Joule repose sur une autre définition de la force électromotrice dérivée de la notion du travail électrique. Nous ne nous en occuperons pas ici.

Dans ce cas, en effet, l'intensité du courant est la même en tous les points d'une section du conducteur. Au contraire, lorsque le courant est variable, il délaisse le centre de la section pour la périphérie [1], où sa densité devient plus grande.

C'est pour la même raison que les courants de la pile et les décharges de la bobine d'induction exercent des effets physiologiques bien distincts : les uns intéressent les parties profondes du corps, les autres excitent la périphérie.

D'après les remarques qui précèdent, il est désirable d'employer, pour la détermination de l'ohm, des courants *constants*.

2. La première méthode satisfaisant à cette condition de la constance du courant est due à M. Lorenz (1873). L'éminent physicien de Copenhague se sert de la force électromotrice d'induction produite par un courant électrique constant sur un disque circulaire de cuivre tournant. On sait qu'un courant constant de forme circulaire fait tourner un disque de cuivre concentrique parcouru radialement par un courant; inversement, si l'on imprime au disque de cuivre un mouvement de rotation, il se produit une force électromotrice dirigée suivant les rayons du disque, et que l'on peut recueillir au moyen de deux frotteurs placés l'un au centre, l'autre sur la circonférence. Cette force électromotrice est égale à $C\omega i$, i désignant l'intensité du courant qui parcourt la bobine, ω la vitesse de rotation constante du disque, et C étant un coefficient que l'on trouve par le calcul. D'autre part, le courant constant i parcourt la résistance AB dont on cherche la valeur, et fait naître à ses extrémités la différence de potentiel ri; on réunit les frotteurs du disque aux points A et B par des fils métalliques, de manière à opposer l'une à l'autre les deux forces électromotrices dont on vient de parler ($C\omega i$ et ri), et l'on fait croître ω jusqu'à ce qu'elles soient égales : cette égalité est indiquée par un galvanomètre qui est placé dans le circuit, et qui, à ce moment, ne doit plus dévier. On a alors

$$C\omega i = ri, \quad \text{d'où} \quad r = C\omega.$$

---

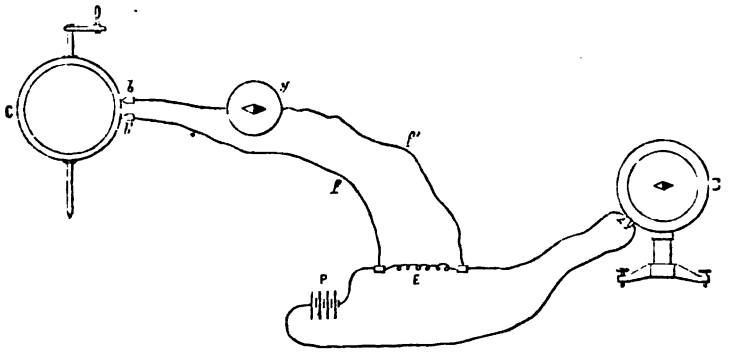
[1] *Voir* Helmholtz, *Naturhist. Verein zu Heidelberg*, 1869. Réimpression, t. I, p. 526.

Cette méthode est très élégante, elle ne présente qu'une seule dificulté, laquelle réside dans la détermination de C avec une approximation connue. On ne peut calculer C exactement à cause des intégrales elliptiques qui se présentent au début du calcul; il faut se contenter d'approximations dont la valeur finale n'est pas apparente (¹). Nul doute cependant que cette difficulté ne puisse être levée par une étude plus approfondie.

3. L'induction par la Terre peut également fournir des méthodes pour la détermination de l'ohm avec courants constants.

Soit un cadre vertical C mobile autour d'un axe vertical, et auquel on imprime une vitesse de rotation de n tours par seconde. Ce cadre porte un fil de cuivre dont le circuit reste toujours ouvert : aucun courant n'y prend donc naissance ; seulement le magnétisme

Fig. 1.



terrestre y fait naître une force électromotrice d'induction qui atteint une valeur maxima e au moment où le plan du cadre coïncide avec le plan du méridien magnétique. A ce moment, les extrémités du fil induit mobile sont mises en communication, pendant un temps très court, avec les extrémités de l'étalon E, par l'intermédiaire de deux fils f, f', disposés à poste fixe ; on a soin que la force électromotrice d'induction e soit de sens con-

(¹) La valeur de l'ohm étant à peu près connue, de nouvelles déterminations ne peuvent avoir d'intérêt que si l'approximation qu'elles présentent est connue d'une manière certaine.

traire à la différence de potentiel ri, qui a lieu aux extrémités de E; si l'intensité de i est telle que la différence de potentiel ri soit égale à e, aucun courant ne se produit dans les fils f, f'. En observant un galvanomètre y placé sur le trajet d'un de ces fils, on s'assure qu'il ne dévie pas et que, par conséquent, l'égalité $e = ri$ est satisfaite. On emploie comme galvanoscope un galvanomètre astatique de sir W. Thomson. La marche des expériences est donc la suivante : un premier observateur s'occupe de rendre la vitesse de rotation n constante et de l'enregistrer; un deuxième observateur fait varier l'intensité i d'une manière continue au moyen d'un rhéostat, jusqu'à ce que le galvanoscope y se maintienne au zéro. Enfin, une troisième personne note la déviation α de la boussole des tangentes. On a dès lors

$$r = \frac{2\pi n S}{K \operatorname{tang} \alpha}.$$

S est l'aire enveloppée par le fil du cadre mobile, K la constante de la boussole B; ces deux quantités sont connues par construction.

Le succès de cette méthode me paraît être assuré, car les quantités principales qu'il y faut déterminer sont précisément les mêmes que dans les mesures bien faites par l'Association britannique, et elles se présentent dans les mêmes conditions; les corrections seules ont disparu. J'ai proposé cette méthode récemment, sans savoir qu'elle avait déjà été imaginée, en 1874, par M. Carey Foster [1] et par Maxwell. M. Carey Foster a eu l'idée de placer le cadre induit en dérivation, mais sans se préoccuper de la constance des courants; puis Maxwell a inventé l'artifice qui consiste à ne fermer le circuit que pendant un temps très court, de manière à éliminer sensiblement la variation de la force électromotrice et la complication qui en résulterait.

4. On peut encore se servir du magnétisme terrestre de manière à obtenir une force électromotrice d'induction rigoureusement constante. Un disque de cuivre, pareil à celui de M. Lorenz, est

---

[1] La communication de M. Foster n'a pas reçu à cette époque toute la publicité qu'elle méritait; présentée à l'Association britannique (Belfort, 1874), elle n'a pas été imprimée dans les *Comptes rendus* de cette Association.

mobile autour de son axe, qui est parallèle à l'aiguille de déclinaison. Sous l'influence du magnétisme terrestre, il s'y produit une force électromotrice d'induction e dirigée radialement, et que l'on recueille au moyen de frotteurs placés l'un au centre et l'autre sur la circonférence. On peut substituer un disque au cadre C décrit plus haut. Si S est la surface du disque et n le nombre de tours qu'il fait par seconde, on a

$$r = \frac{nS}{K \tang \alpha}.$$

La force électromotrice produite est très petite, mais elle est du même ordre de grandeur que celles employées par M. Lorenz. Je vais d'ailleurs montrer, par une évaluation numérique, qu'elles sont suffisantes pour une détermination au $\frac{1}{6000}$ près. On peut réaliser le cas de $nS = 5^{mq} = 5^{cq},10^4$; l'intensité horizontale terrestre étant égale à $\frac{1}{5}$ environ, la force électromotrice obtenue est égale à 10^4 C.G.S. D'autre part, supposons que la résistance du circuit qui contient le disque soit égale à 1 ohm, et que le galvanomètre y dévie de 1 division pour $\frac{1}{6.10^5}$ C.G.S (¹).

Il s'ensuit qu'une incertitude d'une division entière dans la lecture du galvanomètre y implique, pour l'exactitude de la compensation, une erreur relative égale à $\frac{10^4}{6.10^8}$ ou à $\frac{1}{6000}$.

Au lieu d'un disque tournant, il est plus facile de prendre un simple fil rectiligne qui représente un des rayons du disque, et de le faire tourner à l'intérieur d'un anneau circulaire fixe, que son extrémité touche constamment.

(¹) Les nombres que je prends comme exemple sont empruntés à la réalité. Un galvanomètre particulier, du modèle Thomson, présentant une résistance de 0,376 ohms, et *shunté* par une résistance égale à la sienne, dévie de 300 divisions lorsque l'on y fait passer le courant d'un élément Daniell, ce courant ayant traversé une résistance de 100000 ohms. On déduit de là facilement qu'une division correspond à une intensité de $\frac{1}{6.10^5}$ C.G.S.

SUR LES DIMENSIONS D'UN POLE MAGNÉTIQUE DANS LE SYSTÈME D'UNITÉS ÉLECTROSTATIQUE;

PAR M. J.-J. THOMSON (1).

Dans le numéro de mai du *Philosophical Magazine* se trouve un Mémoire du professeur J.-D. Everett, sur les dimensions d'un pôle magnétique dans le système d'unités électrostatique, dans lequel il soutient l'opinion émise par Clausius (2) que, dans ce système, les dimensions d'un pôle magnétique sont $M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{5}{2}} T^{-2}$ et non $M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}$, comme l'a établi Maxwell. Clausius s'appuie sur l'équation

$$\text{moment magnétique} = \text{courant} \times \text{aire} \ (3).$$

Il me paraît cependant que cette équation devrait être

$$\text{moment magnétique} = \mu \ \text{courant} \times \text{aire},$$

où μ désigne la perméabilité magnétique du milieu (4) dans lequel est placé le courant, quantité dont les dimensions (5) dans le système électrostatique sont $T^2 L^{-2}$; si nous faisons usage de cette équation, nous retrouvons les dimensions du pôle magnétique données par Maxwell. Voici les raisons qui me paraissent établir que la valeur donnée par Maxwell est seule correcte. Pour les établir, il convient de montrer comment la valeur de Maxwell est obtenue. La marche la plus simple est de la déduire de la force magnétique produite par un courant électrique. Maxwell, dans son Traité *Electricity and Magnetism* (2e édition, § 498, 499),

---

(1) Traduit du *Philosophical Magazine*, 5e série, t. XIII, p. 427; juin 1882.

(2) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 273.

(3) C'est-à-dire que Clausius se fonde sur l'identité d'effet d'un petit courant fermé et d'un petit aimant perpendiculaire au plan du courant, et admet implicitement que cette identité subsiste *sans coefficient* quel que soit le milieu extérieur. (R.)

(4) La perméabilité magnétique ou capacité inductive magnétique est le rapport $1 + 4\pi k$ de l'induction magnétique à la force magnétique (voir *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 293). (R.)

(5) *Voir* plus loin.

s'énonce ainsi relativement à la force magnétique produite par un courant :

« Si l'on trace une courbe fermée quelconque et qu'on prenne l'intégrale linéaire de force magnétique (1) tout le long de la courbe, alors, si la courbe fermée n'est pas traversée par le courant (2), l'intégrale est nulle; mais si la courbe est traversée par le circuit, de telle sorte que le courant d'intensité i traverse l'espace embrassé par la courbe, l'intégrale est $4\pi i$. L'intégrale linéaire $4\pi i$ dépend seulement de l'intensité du courant et de rien autre chose au monde. Elle ne dépend pas du conducteur à travers lequel circule le courant. Elle ne dépend pas non plus du milieu à travers lequel est tracée la courbe fermée. Il est indifférent que la courbe soit entièrement comprise dans l'air, qu'elle traverse un aimant de fer doux ou toute autre substance diamagnétique du paramagnétique. »

Donc, si F désigne la force magnétique due à un courant rectiligne indéfini d'intensité i, situé à la distance r du courant, on peut, sans ambiguïté, écrire

$$F = \frac{2i}{r}.$$

Mais le travail produit quand un pôle magnétique dont la puissance est m fait le tour du courant, en demeurant à une distance constante r, est $mf.2\pi r$, où, d'après l'équation ci-dessus, $4\pi mi$. Donc le produit mi est de la dimension d'une énergie; mais, dans le système électrostatique, i a pour dimensions $M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{3}{2}} T^{-2}$; donc m doit être de la dimension $M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}}$ donnée par Maxwell.

Les dimensions de la force magnétique sont $M^{\frac{1}{2}} L^{\frac{1}{2}} T^{-2}$; l'induction magnétique $\frac{m}{r^2}$ (3) est de la dimension $M^{\frac{1}{2}} L^{-\frac{3}{2}}$; donc la perméabi-

---

(1) α, β, γ étant les composantes de la force magnétisante, ds un élément de la courbe dont les coordonnées sont x, y, z, l'intégrale en question est

$$\int\left(\alpha\frac{dx}{ds} + \beta\frac{dy}{ds} + \gamma\frac{dz}{ds}\right). \qquad \text{(R.)}$$

(2) Il faut entendre par là : si le circuit du courant traverse une seule fois une surface quelconque limitée par la courbe fermée ou inversement. (R.)

(3) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 289.

lité magnétique μ, qui est le rapport de l'induction magnétique à la force magnétique, a pour dimensions $L^{-2}T^2$.

Soit R la force magnétique due à un pôle de puissance m; à la distance r, l'induction magnétique est μR. Mais l'induction magnétique étendue à une surface environnant le pôle et qui ne contient à son intérieur aucune autre substance magnétique est $4\pi m$. Donc, si l'on prend l'induction à travers la surface de la sphère dont le centre est au pôle et dont le rayon est r, on a

$$\mu R . 4\pi r^2 = 4\pi m,$$

$$R = \frac{m}{\mu r^2}.$$

Par suite, la force entre deux pôles m, m' est $\frac{mm'}{\mu r^2}$. Ainsi la force entre deux pôles magnétiques dépend du milieu dans lequel ils sont placés; mais, d'après Maxwell, la force magnétique entre un courant et un pôle en est indépendante. Donc le moment d'un feuillet magnétique équivalent à un courant donné dépend du milieu qui environne le feuillet. Si le champ est occupé par un seul milieu, le moment du feuillet magnétique est égal à

$$\mu \text{ courant} \times \text{aire}.$$

Cette équation donne $M^{\frac{1}{2}}L^{\frac{1}{2}}$ pour les dimensions de m.

L'effet produit par le milieu qui entoure un courant sur la force magnétique qu'il produit n'a pas encore, à ma connaissance, été étudié. Les seules expériences que je connaisse à ce sujet sont des expériences de Faraday sur l'effet du milieu ambiant sur les courants électriques induits par un aimant en mouvement. Le résultat de ces expériences fut qu'il ne put découvrir que le changement du milieu produisît aucun effet sur les courants induits. S'il en est ainsi, la manière de voir de Maxwell est exacte. Car imaginez un long aimant en présence d'un courant électrique, et supposez que ses deux pôles soient dans deux milieux différents; alors, si les forces exercées sur les deux pôles sont différentes en grandeur, elles pourront entraîner l'aimant autour du courant en exécutant un travail. Celui-ci est emprunté à la pile; mais, puisque l'induction de l'aimant sur le courant est indépendante du milieu, il ne pourra y avoir de courants induits résultant du mouvement de l'aimant; donc il n'y a pas de travail fourni par la pile; donc les forces sur

les deux pôles doivent être égales, c'est-à-dire que la force magnétique produite par un courant doit être indépendante du milieu ambiant. Je dois indiquer que M. E.-B. Sargant, de Trinity College, étudie en ce moment la question par l'expérience. M. W.-D. Niven m'a fait remarquer que la valeur donnée par Clausius pour les dimensions d'un pôle magnétique ne donne pas à la force mutuelle exercée entre deux de ces pôles les dimensions d'une force, ce qui devrait évidemment avoir lieu.

APPAREIL DESTINÉ A RÉGULARISER L'ÉCOULEMENT D'UN GAZ A UNE PRESSION QUELCONQUE;

PAR M. JULES VILLE,

Chef des travaux pratiques de Physique et de Chimie à la Faculté de Médecine de Montpellier.

Dans une série de travaux en cours d'exécution, j'ai été conduit à imaginer un appareil, destiné à régulariser l'écoulement d'un gaz à une pression quelconque, afin de compenser automatiquement, à chaque instant, la diminution de pression éprouvée par un gaz comprimé dans une enceinte, et de maintenir ainsi dans cette enceinte une pression déterminée constante pendant un temps indéfini.

Cet appareil est placé entre l'enceinte et un réservoir de provision à gaz comprimé, dont la pression doit toujours être supérieure à celle de l'enceinte. Dès que la pression diminue dans celle-ci, le jeu du régulateur fait passer du réservoir dans l'enceinte la quantité de gaz nécessaire pour compenser cette diminution de pression.

A cet effet, l'appareil présente un manomètre à mercure de forme spéciale, dont l'une des branches renferme le gaz à la pression initiale constante, l'autre branche communiquant avec l'enceinte. Si une diminution de pression se manifeste dans celle-ci, le mercure s'élève dans le tube manométrique, arrive au contact d'une tige métallique, isolée dans l'axe du tube. Ce contact établit un courant électrique, actionnant un électro-aimant. Cet électro-aimant attire un barreau de fer doux, auquel est fixée une

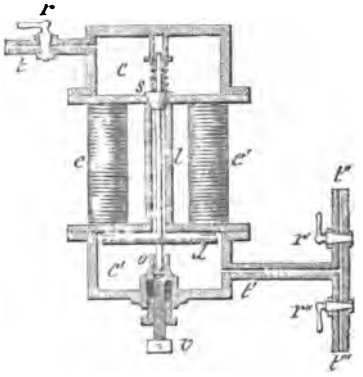
soupape, qui, étant soulevée, permet à une certaine quantité de gaz de passer du réservoir dans l'enceinte pour y compenser la diminution de pression.

L'égalité de pression étant ainsi rétablie dans les deux branches du manomètre, le mercure s'abaisse, abandonne la tige métallique, et, le courant électrique étant ouvert, la soupape retombe à sa position première pour interrompre toute communication entre le réservoir et l'enceinte.

Ceci posé, sur le principe et le fonctionnement général de l'appareil, voici, dans ses éléments essentiels, la constitution de chacune des deux pièces qui composent le régulateur.

1° *Électro-aimant* (*fig.* 1). — Il est fixé entre deux dis-

Fig. 1.



ques de cuivre percés en leur centre d'ouvertures par un tube de cuivre *l*. Ce tube se trouve ainsi placé entre les deux branches parallèles de l'électro-aimant. Sur chacun des disques est fixée, à fermeture hermétique, une boîte cylindrique en cuivre, à parois très épaisses; ces deux chambres *c*, *c'* sont mises en communication par le tube de cuivre central.

L'extrémité de ce tube peut être hermétiquement fermée par une soupape de caoutchouc durci *s*, à noyau métallique, lequel fait partie d'une tige prismatique de cuivre occupant l'axe du tube. Cette tige porte vers sa partie inférieure, en dehors du tube, à une distance convenable, un barreau de fer doux I, dont les extrémités sont en regard des noyaux de fer doux qui occupent l'axe des bobines. La tige de cuivre se continue au-dessus de la soupape

et au-dessous du barreau de fer doux, pour s'engager sans frottement dans des guides placées aux extrémités opposées de l'appareil.

La boîte supérieure *c* porte sur sa paroi latérale un tube de communication droit *t*, muni d'un robinet *r* à ajutage.

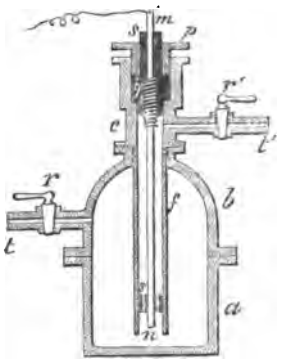
La boîte inférieure *c'* porte sur sa paroi latérale un tube à trois branches *t'*, *t''*, *t'''* : les deux branches *t''*, *t'''* sont munies chacune d'un robinet à ajutage. Au centre de la paroi inférieure de cette boîte est pratiquée une ouverture, à travers laquelle s'engage, à fermeture hermétique, une vis *v*, dont le jeu permet de soulever la tige et par suite la soupape, alors qu'on veut charger l'appareil à une pression déterminée.

L'extrémité de chacun des tubes *t'*, *t''*, *t'''* porte un pas de vis, de manière à y fixer, à l'aide d'un écrou, un raccord de cuivre auquel est soudé un tube en plomb. Cette disposition a pour but d'établir les communications de l'électro-aimant avec différentes pièces.

L'électro-aimant est actionné par une pile formée de couples de Leclanché.

2° *Manomètre à mercure* (*fig.* 2). — Il est formé par une

Fig. 2.



boîte métallique composée de deux parties, l'une inférieure en fer ou en laiton nickelé (*a*); l'autre supérieure en cuivre (*b*). Ces deux parties sont fixées l'une à l'autre, de manière à réaliser une fermeture hermétique. La partie en cuivre de cette boîte porte sur sa paroi latérale un tube de communication droit *t*. Le centre de

la paroi supérieure présente une ouverture, à travers laquelle s'engage une monture en cuivre (c), se continuant par un tube de fer (f), qui plonge profondément dans la boîte, de manière que son extrémité se trouve à une distance de $0^m,01$ au plus de la paroi inférieure.

L'axe du tube central (cuivre et fer) est occupé par une tige d'acier nickelé (mn). Cette tige porte vers sa partie supérieure un pas de vis s'engageant dans le pas de vis d'un cylindre de caoutchouc durci q, maintenu solidement contre la monture en cuivre à l'aide d'un fort écrou p. Cette disposition, tout en assurant une fermeture hermétique, doit permettre d'élever ou d'abaisser à volonté la tige d'acier nickelé.

Cette tige est complètement isolée des parois métalliques par des rondelles de caoutchouc durci, l'une supérieure (s) très longue, qui l'isole de l'écrou; l'autre inférieure (s'), plus petite et à claire-voie, qui l'isole du tube en fer. La tige s'élève bien au-dessus de l'écrou, de manière à pouvoir être facilement manœuvrée; elle porte à son extrémité supérieure un bouton destiné à recevoir l'un des fils conducteurs de la pile. On place au fond de la boîte une couche de mercure telle que le tube central (cf) ne plonge que de $0^m,002$ ou $0^m,003$ au plus.

La cavité, limitée par la monture de cuivre (c) et le tube de fer (f), communique avec un tube droit (t'), fixé dans la monture de cuivre vers la partie supérieure de sa paroi latérale. Chacun des tubes t, t' est muni d'un robinet à ajutage r, r'; l'extrémité porte un pas de vis pour y fixer, à l'aide d'un écrou, un raccord en cuivre, auquel est soudé un tube en plomb.

Remarque. — Les différentes pièces de l'appareil présentent une épaisseur proportionnée aux pressions auxquelles on le destine. L'appareil que j'ai fait construire peut résister à des pressions d'environ 15^{atm}.

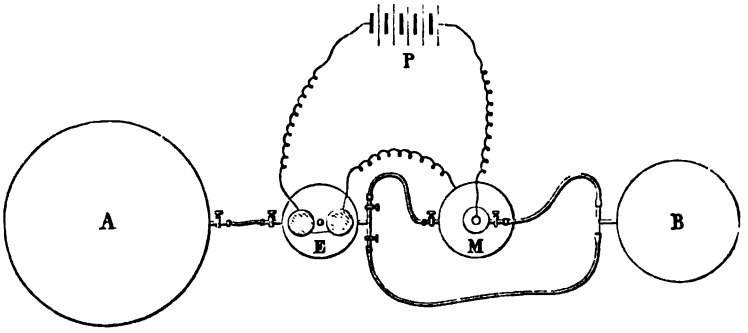
De tous les robinets, il n'en est en réalité qu'un seul d'absolument indispensable : c'est le robinet r, que porte le tube t de la boîte manométrique.

J'ai tenu cependant à munir chacun des tubes d'un robinet à ajutage, à cause des applications diverses que l'appareil pourra recevoir.

Fonctionnement de l'appareil (*fig.* 3). — On commence par

établir les différentes communications, à l'aide de tubes de plomb soudés aux raccords en cuivre dont il a été question. A cet effet, on fait communiquer l'électro-aimant par le tube t avec un réservoir de provision à gaz comprimé A, par le tube t'' avec l'une des bouches de l'enceinte B, où l'on veut maintenir constante une pression déterminée, et par le tube t''' avec le tube t du manomètre à mercure; l'autre tube t' du manomètre est mis en communication avec une autre bouche de l'enceinte.

Fig. 3.



L'un des fils conducteurs de la pile est fixé à l'une des bornes de l'électro-aimant, l'autre borne communiquant par les parois métalliques avec le mercure que renferme la boîte manométrique; à l'extrémité supérieure de la tige d'acier nickelé on fixe l'autre fil conducteur de la pile.

Ces dispositions établies, à l'aide de la vis on soulève la soupape et, les robinets r', r'' de l'électro-aimant r' du manomètre étant ouverts, on ouvre le robinet r de l'électro-aimant de manière à charger l'enceinte à une pression déterminée. La vis est abaissée, et la soupape retombe à sa position première. Enfin on ouvre le robinet r du manomètre de manière à établir l'égalité de pression dans les différentes parties de l'appareil, puis on ferme ce robinet, afin d'emprisonner dans la boîte métallique, qui représente l'une des branches du manomètre, du gaz à la pression à laquelle on veut opérer. C'est la pression constante de ce gaz ainsi emprisonné qui va régulariser la marche de l'opération. A partir de ce moment, l'appareil fonctionne.

Une diminution de pression vient-elle à se manifester dans l'enceinte B, aussitôt le mercure s'élève dans le tube central du manomètre et vient toucher la tige nickelée.

Le courant électrique établi par ce contact actionne l'électro-aimant, lequel attire le barreau de fer doux D fixé à la tige de cuivre LL' (*fig.* 1). La soupape est ainsi soulevée et, le réservoir de pression communiquant librement avec l'enceinte, une certaine quantité de gaz passe dans cette dernière pour y compenser la diminution de pression.

Dès que cette compensation s'opère, le mercure s'abaisse dans le tube central du manomètre et abandonne la tige, interrompant ainsi le courant électrique. La soupape retombe, et l'écoulement gazeux est intercepté.

Cette série de phénomènes est presque instantanée.

Il est indispensable de toujours maintenir un excès de pression dans le réservoir A ; cet excès dépendra naturellement de la force de l'électro-aimant. Dans l'appareil que j'ai fait construire, l'électro-aimant peut vaincre un excès de pression de 2^{atm}.

Cet appareil offre l'avantage de pouvoir être employé à toutes les pressions; son emploi n'est limité que par la résistance des parois.

Sa sensibilité est très grande, car la tige nickelée qui se trouve dans l'axe du tube manométrique peut être approchée à une distance de $\frac{1}{4}$ de millimètre de la surface du mercure. Dès que la diminution de pression dans l'enceinte aura acquis une valeur de $\frac{1}{4}$ de millimètre de mercure, le jeu de l'appareil compensera cette faible diminution de pression.

En outre, si l'on a soin de choisir un réservoir à gaz comprimé de capacité suffisante, présentant sur l'enceinte un excès de pression convenable, on pourra abandonner l'opération à elle-même, pendant toute une nuit par exemple. A ce point de vue, cet appareil peut rendre de grands services.

Ce régulateur fonctionne dans les laboratoires de Physique et de Chimie de la Faculté de Médecine de Montpellier.

LORD RAYLEIGH ET SIDGWICK. — On the specific résistance of mercury (De la résistance spécifique du mercure); *Chemical News*, n° 1172; mai 1882.

Ce travail, communiqué le 4 mai dernier à la Société Royale de Londres, a pour objet la comparaison de l'unité Siemens (S) avec l'unité de l'Association britannique (BA) donnée comme valant un ohm [1].

D'après Siemens,

$$1 \text{ unité S} = 0{,}9536 \text{ (BA)}.$$

D'après Matthiessen et Hockin, on aurait

$$1 \text{ unité S} = 0{,}9619 \text{ (BA)}.$$

La valeur qui résulte des nouvelles expériences concorde assez bien avec celle de Siemens. Les auteurs trouvent en effet

$$1 \text{ unité S} = 0{,}95418 \text{ (BA)}.$$

Ils employaient quatre tubes contenant du mercure qu'on avait soin de renouveler à chaque expérience. Le diamètre des trois premiers était environ de 1^{mm}; celui du quatrième de 2^{mm} environ; leur longueur variait entre 0,87 et 1,94. Voici les nombres obtenus :

Tube I.....	0,95386 0,95412 0,95424 0,95436 0,95421	moyenne....	0,95416
Tube II.....	0,95389 0,95414 0,95437 0,95436	moyenne....	0,96419
Tube III.....	0,95424 0,95418 0,95399 0,95425	moyenne....	0,95416
Tube IV.....	0,95440 0,95415	moyenne....	0,95427

[1] Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 43.

En combinant ces résultats avec la détermination antérieure de la valeur de l'étalon BA en unités absolues, on trouve

$$1 \text{ unité } S = 0{,}94130 \times 10^9 \times \text{C.G.S.}$$

B.-C. DAMIEN.

H. HELMHOLTZ. — Ueber galvanische Polarisation des Quecksilbers und darauf bezügliche neue Versuche des Herrn Arthur Kœnig (Sur la polarisation galvanique du mercure, nouvelles expériences de M. Arthur Kœnig); *Comptes rendus de l'Académie de Berlin*, 3 novembre 1881.

1. Ces expériences, exécutées par M. A. Kœnig, sous la direction de M. Helmholtz, ont eu pour objet d'étudier les variations de la constante capillaire du mercure polarisé dans divers liquides. Elles ont établi en premier lieu que la constante capillaire varie avec la force électromotrice de polarisation d'une manière continue, en passant par un maximum. Ce résultat, que j'ai établi en 1873 et 1875 pour le cas de l'acide sulfurique dilué, a été étendu par les auteurs à un grand nombre d'autres liquides, et il est obtenu par une méthode toute différente de celle que j'avais employée.

Afin de mesurer les valeurs de la constante capillaire, on opérait sur une goutte de mercure contenue par un anneau de verre à bord tranchant de 9^{mm} de diamètre; on mesurait au moyen de l'ophtalmomètre de M. Helmholtz le rayon de courbure au sommet de la goutte, et on en déduisait les valeurs de la constante capillaire. Cette méthode a l'avantage d'être indépendante des valeurs de l'angle de raccordement, et par conséquent de s'appliquer à tous les liquides, et même à ceux qui mouillent mal le verre. La goutte de mercure était immergée dans une dissolution aqueuse de nature variable. Afin de faire varier la différence électrique entre le mercure et le liquide aqueux, on a fait usage de l'équipage électrique employé par M. Helmholtz dans son travail sur les courants de convection.

Deux électrodes de platine plongent dans le liquide aqueux; ces électrodes communiquent avec les deux pôles d'une pile de deux éléments à sulfate de cuivre; entre les deux pôles de l'un de ces éléments se trouve intercalé en dérivation un fil métallique long

et mince, et un point M pris sur ce fil est mis en communication avec la goutte de mercure; en faisant varier la position du point M, on fait varier la force électromotrice de polarisation du mercure, et par suite, à volonté, la différence de potentiel x entre le mercure et le liquide qui le baigne.

Les auteurs se sont ainsi assurés que la constante capillaire varie d'une manière continue avec x, en passant par une valeur maximum. Ce fait a été constaté pour les liquides suivants : acide sulfurique et acide azotique de diverses concentrations, acide chlorhydrique à 5 pour 100, dissolutions concentrées des sulfates de magnésie, de soude et de zinc, de chlorure de sodium, dissolution de soude caustique. Tous ces liquides se sont comportés de même et ont montré la variation continue de la constante capillaire et l'existence de son maximum.

Au contraire, une dissolution d'azotate de mercure et une dissolution de soude caustique, dans lesquelles il s'était formé par électrolyse un composé brun de mercure, ont présenté une exception apparente à la règle.

Dans l'azotate de mercure, la constante capillaire est demeurée invariable; la valeur de x n'a pas dû varier, dans ce cas, avec la position de M : on sait, en effet, qu'en général le métal est impolarisable dans ses propres dissolutions.

Les auteurs ont, en outre, exécuté une série d'expériences destinée à démontrer directement un fait que la théorie faisait prévoir [1]; c'est que la valeur de x, qui donne le maximum de A,

---

[1] Pour le démontrer, désignons par A la constante capillaire qui est fonction de x, par S l'aire de la surface du mercure. Soit ε l'énergie, c'est-à-dire une fonction dont les variations sont égales à la somme algébrique du travail mécanique et du travail électrique. On a donc

$$d\varepsilon = A\,dS + x\,dm, \tag{1}$$

m étant une fonction de S et de x; en vertu de la conservation de l'électricité, on peut considérer S et m comme les variables arbitraires desquelles dépend ε. On a donc pour condition d'intégrabilité l'identité

$$\frac{dA}{dm} = \frac{dx}{dS}. \tag{2}$$

Les deux membres de cette identité devant s'annuler en même temps, lorsque $\frac{dx}{dS} = 0$ (c'est-à-dire lorsque x a atteint sa valeur extrême et cesse de varier

n'est autre que la valeur vers laquelle tend x quand on fait croître indéfiniment la surface du mercure. A cet effet, il a remplacé l'équipage électrique dont il a été question plus haut par un entonnoir en verre dont la pointe effilée plonge dans la dissolution aqueuse. Cet entonnoir contient du mercure qui s'échappe en pluie fine par la pointe. On met ce mercure en communication métallique avec la goutte qui est placée devant l'objectif de l'ophtalmomètre. On constate, dès lors, que la constante capillaire de cette dernière acquiert aussitôt sa valeur maximum, et cela, quelle que soit la nature de la dissolution sur laquelle on opère.

2. Ces faits établis, M. Helmholtz les fait rentrer dans la théorie bien connue qu'il a donnée, de l'existence d'une différence de potentiel entre des corps hétérogènes en contact. D'après cette théorie, la surface de contact est le siège d'une couche double d'électricité (*Doppelschicht*), c'est-à-dire d'un système formé par une couche uniforme d'électricité positive et d'une couche égale et équidistante d'électricité négative.

Ainsi que l'a démontré autrefois M. Helmholtz, la valeur du potentiel varie de $4\pi\delta\varepsilon$ au passage par la couche double, δ étant la distance qui sépare les deux couches de signes contraires, et ε la charge de l'une d'elles par unité de surface. La différence de potentiel entre les deux corps en contact est donc une fonction de ε. Il en est de même de toute autre propriété physique de cette surface; car il résulte de la loi de Faraday que l'on ne peut faire varier la charge électrique libre attirée à la surface d'un liquide électrolysable tel que l'eau, sans faire varier également la quantité d'oxygène ou d'hydrogène qui s'y trouve en excès; en d'autres termes, la position relative des éléments que l'électrolyse mettrait en liberté est déterminée pour chaque valeur de ε. Il restait à montrer que la constante capillaire est également une fonction de ε.

A cet effet, M. Helmholtz fait remarquer que les attractions et

---

avec S), on a

$$\frac{dA}{dm} = 0,$$

c'est-à-dire que A a sa valeur maximum.

répulsions qui ont lieu entre les diverses parties de la couche double joignent leurs efforts à ceux des forces intermoléculaires, autrefois considérées par Laplace et Gauss, et que ces forces électriques concourent ainsi à constituer la valeur observée de la constante capillaire.

Celle-ci se trouve ainsi formée d'un terme dû aux actions intermoléculaires auquel se joint un terme *soustractif* dû aux actions électriques. Ce terme soustractif ne disparaît qu'avec ε. Le maximum observé de la constante capillaire correspond donc toujours au cas de $\varepsilon = 0$, c'est-à-dire au cas où, la couche double disparaissant, les deux corps en contact, l'eau et le mercure, sont au même potentiel. Ce cas est réalisé lorsque l'on fait arriver du mercure dans une dissolution aqueuse, avec une action suffisante pour que la couche double n'ait pas le temps de se former; ou bien encore lorsque l'on augmente infiniment la surface de contact par un moyen mécanique : en effet, la surface augmentant, la charge qu'elle pouvait contenir se trouve répartie sur un nombre d'unités de surface croissant; par conséquent ε décroît et A tend vers son maximum.

De même, si l'on fait varier ε au moyen d'un courant électrique, on fait varier la différence de potentiel entre les deux corps, c'est-à-dire que l'on produit le phénomène appelé *polarisation des électrodes*, et du même coup on fait varier A. En un mot, la théorie d'une surface polarisable est la même que celle d'un condensateur élastique infiniment mince. En résumé, l'analyse de M. Helmholtz montre d'abord que les phénomènes électrocapillaires peuvent s'expliquer par la théorie de la couche double, qu'il a proposé autrefois, pour expliquer la différence de potentiels entre corps hétérogènes; la discussion montre, en outre, que l'on doit admettre que cette différence de potentiel peut être nulle dans un cas particulier, celui où l'état de la surface est tel que la constante capillaire y a sa valeur maximum. G. Lippmann.

J.-A. EWING et H.-C. FLEEMING JENKIN. — On the production of transient electric currents in iron and steel conductors by twisting them when magnetised or by magnetising them when twisted (Production de courants électriques instantanés dans des fils conducteurs de fer ou d'acier en les tordant quand ils sont aimantés, ou en les aimantant quand ils sont tordus); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXIII, p. 21; 1881.

Un fil de fer ou d'acier soumis à l'action d'une spirale magnétisante fournit, quand on le tord, un courant longitudinal instantané dirigé de son pôle nord à son pôle sud quand la torsion est dans le sens d'une vis ordinaire, et du pôle sud au pôle nord quand la torsion est de sens contraire.

Le renversement de l'aimantation longitudinale du fil soumis à la torsion produit un courant instantané énergique; mais l'interruption ou le rétablissement du courant magnétisant ne produit qu'un effet insensible. Toutefois la première application du courant à un fil tordu non aimanté donne un courant.

Un fil aimanté non soumis à l'action d'une force magnétisante extérieure fournit, quand on le tord, un courant de même sens que celui qui a été indiqué précédemment.

Les courants instantanés produits par la torsion d'un fil aimanté avaient été observés par Matteucci dès 1858, mais ce savant leur assignait une direction inverse de celle qu'indiquent les auteurs, et il n'avait point observé le courant produit par l'aimantation d'un fil tordu.

Les auteurs appellent provisoirement *polarisation* l'état d'un fil résultant de la superposition d'une torsion et d'une aimantation longitudinale, état qui persiste après l'ablation de la force magnétisante; cette polarisation a pour mesure le courant instantané qui accompagne sa production. Les auteurs ont construit des courbes indiquant la variation de la polarisation avec l'angle de torsion. On y reconnaît très nettement la persistance partielle des effets antérieurs, telle qu'elle résulterait, par exemple, d'un frottement : les courbes correspondant à la torsion et à la détorsion ne se superposent pas, mais embrassent une aire assez large dans leur intervalle. Le changement de polarisation est en retard sur le changement de la torsion, à moins qu'on ne diminue l'obstacle moléculaire en faisant vibrer le fil. MM. Fleeming et Ewing donnent le

nom d'*hystérèse* à cet obstacle, que l'on désigne habituellement sous le nom assez impropre de *force coercitive*.

Les effets observés paraissent susceptibles d'un maximum pour une valeur convenable de l'intensité du champ magnétique, et les auteurs pensent qu'ils seraient susceptibles de renversement par l'action d'une force magnétisante suffisamment énergique. Ces effets diminuent un peu quand la torsion dépasse la limite d'élasticité; enfin ils sont moindres avec l'acier qu'avec le fer, bien que pour l'acier l'hystérèse, comme on devait s'y attendre *a priori*, soit plus considérable que pour le fer. E. Bouty.

HARLOW WARREN EATON. — Ueber das Maximum der Magnetisirung der diamagnetischen und schwach paramagnetischen Körper (Sur le maximum d'aimantation dans les corps diamagnétiques et faiblement paramagnétiques); *Wied. Annalen*, t. XV, p. 225; 1882.

Après un examen critique des différents travaux publiés sur la question, l'auteur décrit ses propres recherches.

Son procédé expérimental est essentiellement le même que celui qu'avait employé M. G. Wiedemann pour la détermination du magnétisme des corps faiblement magnétiques (voir *Wied. Galv.*, 2 [1], p. 688); quelques modifications de détail ont été apportées à l'appareil pour atteindre une extrême précision.

Des expériences faites avec le perchlorure de fer ont montré que le magnétisme d'une dissolution de ce sel est exactement proportionnel à la force magnétisante : par conséquent, le maximum d'aimantation n'existe pas pour les substances faiblement magnétiques, tout au moins tant que la pile employée ne dépasse pas 7 bunsens.

Les expériences sur les corps diamagnétiques présentaient des difficultés spéciales, que de nouvelles modifications au procédé de mesure ont permis de surmonter. Ici encore l'auteur conclut à la non-existence d'un maximum d'aimantation, pour les forces magnétisantes habituelles.

Le Mémoire finit par une critique des déterminations faites jusqu'ici des rapports des constantes diamagnétiques des différents corps et de la constante diamagnétique du bismuth; l'auteur con-

clut que ces déterminations doivent être reprises et se propose d'entreprendre lui-même ce travail. R. Blondlot.

P. SILOW. — Notiz über schwach magnetische und diamagnetische Körper (Note sur les corps faiblement magnétiques et diamagnétiques); *Wied. Ann.*, t. XVI, p. 247; 1882.

Dans un Mémoire précédent, M. Silow avait conclu à l'existence d'un maximum du coefficient K d'aimantation (K désigne le moment magnétique acquis par l'unité de volume de la substance sous l'influence d'une force magnétisante égale à un), pour une valeur de la force magnétisante X voisine de 0,4 C. G. S.

C'est cette conclusion qu'il défend contre la critique de M. Eaton contenue dans le Mémoire analysé plus haut. M. Silow objecte que la constance de K, pour de grandes valeurs de X, n'exclut pas la possibilité d'un maximum pour de petites valeurs.

R. Blondlot.

E. SCHENCK. — Ueber die elliptische Polarisation des Lichtes bei Reflexion an Krystalloberflächen (Sur la polarisation elliptique de la lumière par réflexion sur des cristaux); *Wied. Annalen*, t. XV, p. 177; 1882.

La méthode employée par l'auteur pour déterminer la différence de marche des deux composantes de la vibration elliptique repose sur un principe analogue à celui qui avait été proposé, en 1868, par Ditscheiner, et étudié théoriquement par lui (1). Ce dernier avait proposé de recevoir le rayon réfléchi sur une lame de quartz parallèle à l'axe, assez épaisse pour donner naissance aux franges de Fizeau et Foucault. Pour déplacer ces franges dans le spectre, il suffit de faire tourner la lame autour de son axe optique, que l'on devra amener à être normal au rayon lumineux, dans le plan d'incidence ou dans le plan perpendiculaire. Mais, comme cette dernière condition nécessiterait un réglage à peu près impraticable, l'auteur préfère employer une lame perpendiculaire à l'axe,

---

(1) *Wien. Ber.*, t. II, p. 561; 1868.

que l'on peut incliner par rapport au rayon lumineux en le faisant tourner autour d'un axe vertical. Si l'on désigne par d l'épaisseur de la lame, par i l'inclinaison de la lame, par v et v_1 les vitesses de propagation des ondes ordinaire et extraordinaire $\left(v = \frac{1}{n}, v_1 = \frac{1}{n_1}\right)$, la différence de marche Δ introduite par la lame est

$$\Delta = \frac{d}{v}\left(\sqrt{1 - v^2 \sin^2 i} - \sqrt{1 - v_1^2 \sin^2 i}\right).$$

La lame employée était un spath perpendiculaire à l'axe, de $0^{mm},143$ d'épaisseur. On ne pouvait employer le quartz, à cause de son pouvoir rotatoire.

L'inconvénient de cette méthode est que, en faisant de la sorte traverser au rayon lumineux une lame cristalline à faces parallèles inclinées, on altère le rapport des amplitudes des deux composantes. L'auteur montre que, dans ses expériences, l'erreur qui provient de ce fait était négligeable.

L'appareil a été appliqué à l'étude de la réflexion : 1° sur la fuchsine (comme expérience d'essai) (¹); 2° sur le sulfo-antimoniure d'argent; 3° sur différentes faces naturelles de platinocyanure de magnésium.

Si l'on jette un coup d'œil sur les résultats des observations relatives à ces deux dernières substances, il en résulte que le partage fait par M. Jamin des substances en positives et négatives n'est pas vrai pour les cristaux. On trouve que, selon l'orientation de l'axe par rapport au plan d'incidence, c'est tantôt la vibration parallèle, tantôt la vibration perpendiculaire au plan d'incidence qui est en retard, et pour une même orientation de l'axe, des différences analogues se retrouvent, selon la nature de la lumière simple étudiée.

Au point de vue du rapport des deux amplitudes, on trouve également des particularités qui ne se rencontrent pas dans le cas des corps isotropes. Dans ces derniers, le rapport des amplitudes décroît jusqu'à un minimum et augmente ensuite sans dépasser l'unité. Pour les cristaux étudiés, et pour certaines couleurs

(¹) E. Wiedemann, *Pogg. Ann.*, t. CLI, p. 1, 1874, et *Journal de Physique*, [1], t. IV, p. 20; 1875.

($F\frac{1}{2}G$ et G), le rapport se trouve renversé, c'est-à-dire que la composante polarisée dans le plan perpendiculaire au plan d'incidence est la plus intense. Dans certains cas, et pour certaines couleurs, ce rapport croît jusqu'à un maximum, pour diminuer ensuite. Pour d'autres couleurs, au contraire (C et D pour le platinocyanure de magnésium), il y a analogie complète entre les propriétés de la substance et celles des corps transparents.

J. Macé de Lépinay.

SZILAGYL. — Ueber Simultancontrast (Sur le contraste simultané); *Centralblatt für die medicinischen Wissenschaften*, 19 novembre 1881.

Pour démontrer que le phénomène de contraste simultané est bien un phénomène d'ordre purement cérébral (erreur de jugement d'après Helmholtz), l'auteur parvient à le produire en combinant des impressions produites séparément sur les deux yeux. Dans un des compartiments d'un stéréoscope à réfraction est introduite une feuille translucide de papier coloré, au milieu de laquelle est fixé un morceau de carton noir opaque. Dans l'autre compartiment, on introduit des feuilles de papier de soie en plusieurs doubles. En regardant au moyen des deux yeux, à l'impression colorée produite dans l'un d'eux, se juxtapose l'impression du gris produit dans l'autre œil. Le phénomène de contraste se produit, quoique faiblement, et disparaît lorsqu'on vient à fermer l'œil qui regarde la surface blanche.

J. Macé de Lépinay.

F. KOLACEK. — Ueber die Beziehung des Gefrierpunktes von Salzlösungen zu deren Spannkraftsgesetze (Relation entre le point de congélation des solutions salines et la loi de leurs tensions de vapeur); *Ann. der Physik und Chemie*, 5e série, t. XV, p. 38; 1882.

Quand une solution saline se congèle, la glace est formée d'eau pure. La glace et la solution doivent donc avoir à ce moment la même tension de vapeur. On peut déterminer le point de congélation par l'intersection des courbes de tension correspondant à la

glace et à la solution. Ce point sera inférieur à 0°. L'auteur de cette Note calcule la relation entre la tension et la température pour la solution, connaissant la chaleur latente de vaporisation à 0° et les chaleurs spécifiques de la solution et de la vapeur au-dessous de 0°. La position du point de congélation pourrait se calculer si l'on connaissait la relation correspondante pour la glace.

M. Kolacek applique le calcul au cas des solutions très étendues, et peut alors le pousser jusqu'au bout. Ses résultats ne présentent qu'un accord très médiocre avec ceux que l'expérience avait fournis à Rüdorff (1).

Du reste, les valeurs données par différents observateurs pour l'abaissement θ du point de congélation ne présentent généralement aucun accord. Mais M. Raoult (2) a trouvé empiriquement la relation suivante, $\theta = \frac{\Delta}{7,6}$, Δ étant la différence à 100° entre les tensions de vapeur de l'eau pure et de la solution. Les résultats s'accordent assez bien avec ceux que l'auteur tire de ses calculs.

M. Kolacek termine sa Note en remarquant que, lorsque le sel dissous éprouve une dissociation, la valeur θ calculée par sa méthode est plus grande que la valeur réelle; le contraire a lieu dans le cas d'une combinaison. CH. GOMIEN.

A.-G. GREENHILL. — Determination of the greatest height consistent with stability that a vertical pole or mast can be made, and of the greatest height to which a tree of given proportions can grow (Hauteur maxima compatible avec la stabilité d'une tige verticale ou d'un mât. Hauteur à laquelle peut croître un arbre de proportions connues); *Proc. of Camb. phil. Soc.*, vol. IV, Part II, 1881.

Si E représente le coefficient d'élasticité, I le moment d'inertie d'une section de rayon r de la tige supposée de révolution, W son poids depuis cette section de coordonnées x', y' jusqu'au sommet pris pour origine, l'axe des x étant vertical, la courbe de

---

(1) MOUSSON, *Physique*, t. II, p. 99.

(2) *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXXXVII, p. 167-169; 1878.

la fibre neutre est fournie par

$$\mathrm{EI}\,\frac{d^2y}{dx^2} = \int_0^x (y - y')\,\frac{d\mathrm{W}}{dx'}\,dx',$$

ou, en différentiant,

$$\frac{1}{4}\pi\mathrm{E}\,\frac{d}{dx}\left(r^4\,\frac{dp}{dx}\right) = -\,\mathrm{W}\mu \quad \text{avec} \quad \mu = \frac{dy}{dx}.$$

Lorsque $r = dx^m$, $\mathrm{W} = \mu x^r$ (ce qui permet à l'auteur de traiter le cas du cylindre, du cône, du paraboloïde), on trouve pour μ une des deux fonctions de Bessel d'indice

$$\frac{4m-1}{n-4m+2},$$

et d'argument

$$\frac{4}{\lambda^2(n-4m+2)}\left(\frac{\mu}{\pi\mathrm{E}}\right)^{\frac{2}{3}} x^{\frac{n-4m+2}{3}},$$

lequel, égalé à la plus petite racine de la fonction, donne la hauteur maximum x que peut atteindre la tige sans flexion : soit 90^{m} pour un pin conique de $0^{\mathrm{m}},50$ de diamètre de base, etc. Le diamètre croît plus vite que la hauteur, ce qui explique l'aspect grêle des petits arbres et l'aspect lourd des plus grands. B. ÉLIE.

A. SPRUNG. — Ueber die Bahnlinien eines freien Theilchens auf der rotirenden Erdoberfläche und deren Bedeutung für Meteorologie (Trajectoire d'une molécule libre à la surface du globe, application à la Météorologie); *Ann. der Phys. und Chemie*, t. XIV, p. 128-149; 1881.

Il s'agit dans ce Mémoire de l'influence de la force centrifuge composée. Si la molécule considérée est assujettie à se mouvoir horizontalement, la composante horizontale de cette force n'est pas négligeable et pourrait produire une oscillation de 69^{km} d'amplitude, la vitesse initiale du point étant de 10^{m}. La composante verticale au contraire n'introduirait qu'une différence barométrique de $0^{\mathrm{mm}},08$ en deux points de l'atmosphère distants verticalement de $1^{\mathrm{km}},5$ et animés d'une vitesse de 30^{m}. Si l'arc avait une accélé-

ration verticale de $0^m,007$, la force centrifuge en question modifierait le baromètre de $0^{mm},1$. B. ÉLIE.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XIII. — Juin 1882.

R. CLAUSIUS. — *Sur les différents systèmes de mesures pour les quantités électriques et magnétiques*, p. 381.

S.-H. FREEMAN. — *Sur la question de l'électrisation par l'évaporation*, p. 398.

SILVANUS P. THOMPSON. — *Sur la fonction des deux oreilles dans la perception de l'espace*, p. 406.

S.-H. BURBURY. — *Théorème sur la dissipation de l'énergie*, p. 417.

J.-A. EWING. — *Note sur le chemin hélicoïdal supposé du courant électrique dans un conducteur aimanté longitudinalement*, p. 423.

J.-J. THOMSON. — *Sur les dimensions d'un pôle magnétique dans le système d'unités électrostatiques*, p. 427.

J. LARMOR. — *Sur les dimensions électrostatiques d'un pôle magnétique*, p. 429.

J.-D. EVERETT. — *Sur les dimensions d'un pôle magnétique dans le système d'unités électrostatiques*, p. 431.

J. TYNDALL. — *Action des molécules libres sur la chaleur rayonnante et sa conversion en son*, p. 435.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome. XVI. — N° 6. — Année 1882.

J. ELSTER et H. GEITEL. — *Sur l'électricité des flammes*, p. 193.

H. BRONGERSMA. — *Double réfraction du verre et du sulfure de carbone, produite par l'influence électrique*, p. 222.

C. DIETERICI. — *Mesure des petites résistances électriques*, p. 234.

P. SILOW. — *Note sur les corps faiblement magnétiques ou diamagnétiques*, p. 247.

G. HÜFNER. — *Recherches sur la diffusion des gaz à travers l'hydrophane de Czernowitza*, p. 253.

W. VOIGT. — *Formules générales pour la détermination des con-*

stantes élastiques des cristaux, par l'observation de la flexion et de la torsion de prismes, p. 273.

P. VOLKMANN. — *Attraction mutuelle des liquides*, p. 321.

C. PULFRICH. — *Réponse au Mémoire de M. von Lang* « Sur l'évaluation de l'indice de réfraction d'une solution concentrée de cyanure », p. 335.

R. SCHELSKE. — *Recherches sur le mélange des couleurs*, p. 349.

F. BOAS. — *Preuve de la loi de Talbot et remarques sur quelques-unes des conséquences qu'on en tire*, p. 359.

F. KESSLER. — *Sur le remplacement d'un système de surfaces sphériques réfringentes centrées par une seule*, p. 362.

W. HOLTZ. — *Sur les condensateurs chantants*, p. 366.

W. HOLTZ. — *Sur les étincelles colorées et leur production par des résistances intérieures ou extérieures*, p. 367.

K.-L. BAUER. — *Remarques sur la production des figures de Lichtenberg*, p. 368.

Nouvelle série. — Tome XVI. N° 7. — Année 1882.

V. STEUDEL. — *Sur la transpiration des vapeurs*, p. 369.

S. MEYER. — *Sur la transpiration des vapeurs*, p. 394.

W. VOIGT. — *Formules générales pour l'évaluation des constantes élastiques des cristaux par l'observation de la flexion et de la torsion de prismes*, p. 398.

W. VOIGT. — *Changements de volume et d'angle des corps cristallisés par une pression exercée dans tous les sens ou dans un sens seulement*, p. 416.

E. LOMMEL. — *Sur la théorie de la lumière*, p. 427.

H. HEINE. — *Sur l'absorption de la chaleur par les gaz; méthode correspondante pour l'évaluation de l'acide carbonique atmosphérique*, p. 441.

P. VOLKMANN. — *Sur le système des mesures absolues*, p. 481.

L. SOHNCKE. — *Déduction de la loi fondamentale de la cristallographie en partant de la théorie de la structure cristalline*, p. 489.

A. WALTER. — *Sur les lois moléculaires cinématiques de la chaleur de vaporisation et de la chaleur spécifique des corps à divers états d'agrégation*, p. 500.

R. CLAUSIUS. — *Sur les divers systèmes de mesures des grandeurs électriques et magnétiques*, p. 529.

B.-J. GOOSSENS. — *Sur la pile métallique de Ayrton et Perry*, p. 551.

F. AUERBACH. — *Le phénomène de Waltenhofen et la désaimantation du fer*, p. 554.

F. NARR. — *Sur la manière dont l'électricité agit sur les gaz*, p. 558.

RECHERCHES SUR L'ABSORPTION DES GAZ PAR LE PLATINE;

PAR M. BERTHELOT.

L'étude de la polarisation électrolytique m'a conduit à rechercher la chaleur dégagée dans l'absorption des gaz par le platine, spécialement dans celle de l'hydrogène et de l'oxygène, et à étudier les combinaisons résultantes. J'ai opéré avec du platine sous diverses formes, renfermé dans de petits ballons de verre de 75^{cc} environ, pourvus de robinets, et qui contenaient de 50^{gr} à 120^{gr} de métal. On les plaçait dans un calorimètre. On faisait le vide dans le ballon; on le pesait, puis on y laissait arriver le gaz, de façon à saturer le platine sous une pression aussi voisine que possible de la pression atmosphérique. On pesait ensuite : l'augmentation de poids donnait le gaz absorbé.

Cela fait, on retire, à l'aide de la pompe à mercure, tout le gaz possible, d'abord à froid, puis à 200°, en mesurant chaque fois ce gaz et en déterminant les pertes de poids consécutives à son extraction. Celle-ci est au besoin complétée en recueillant les gaz dégagés lorsqu'on chauffe le métal dans un tube de verre dur, jusqu'à la température de la fusion du verre : contre-preuve indispensable, et sans laquelle on est exposé parfois à attribuer à un hydrure l'absorption d'hydrogène, due en réalité à la réduction d'un sous-oxyde de platine; ou bien encore à regarder comme attribuable à un état particulier du platine une absorption d'oxygène, due en réalité à l'oxydation d'un hydrure. De tels hydrures et de tels sous-oxydes me paraissent avoir été fréquemment confondus avec le platine même, dans l'étude des substances fort diverses appelées *noir de platine*.

Absorption de l'hydrogène par le platine. — J'ai opéré avec du platine, pris sous divers états :

1° *Mousse de platine.* — La mousse employée a absorbé plusieurs fois son volume d'hydrogène. Chauffée ensuite à 200° dans le vide, elle en a restitué seulement 1^{vol}; c'est-à-dire que l'hydrure formé résistait à cette température. On a placé le ballon vide et pesé dans le calorimètre, et l'on y a fait arriver de l'oxygène; les premières bulles ont produit une vive incandescence, avec forma-

tion d'eau. D'après l'accroissement de poids du ballon et le volume de son espace extérieur, on a calculé le poids de l'oxygène changé en eau : il s'est produit $+ 25^{Cal}$ pour 8^{gr} d'oxygène fixé à pression constante (¹). Ce dernier peut être regardé comme changé entièrement en eau, le volume d'oxygène condensé comme tel par la mousse de platine étant insignifiant. On déduit de là que 1^{gr} d'hydrogène, H, fixé sur le platine en mousse et susceptible d'être oxydé ensuite à froid par l'oxygène libre, dégage $+ 9^{Cal},5$.

2° *Platine réduit par l'acide formique.* — Je dois ce platine à l'obligeance de M. Debray. Chauffé au rouge sombre vers 550° à 600°, dans le vide, il n'a fourni aucun gaz. $65^{gr},255$ sont placés dans un ballon, sur lequel on fait le vide; on le plonge dans le calorimètre, puis on y fait arriver de l'hydrogène. L'accroissement de poids est de $0^{gr},0407$; en retranchant $0^{gr},0065$ pour le gaz occupant le volume vide, il reste $0^{gr},0342$ fixés sur le platine. La chaleur dégagée a été trouvée $+ 14^{Cal},2$ pour 1^{gr} d'hydrogène fixé sous pression constante.

Mais le composé formé semble un mélange de deux hydrures distincts : l'un dissociable et oxydable à froid par l'oxygène; l'autre plus stable. En effet, en faisant le vide, à froid, on a retiré 95^{cc} d'hydrogène; au lieu de 72^{cc} qui répondaient à la capacité du ballon (diminuée du volume du platine). On repèse le ballon, on y fait arriver de l'oxygène; ce qui donne lieu à un dégagement de chaleur, avec production d'eau. L'accroissement de poids (déduction faite du gaz occupant l'espace vide) était de $0^{gr},0765$. La chaleur dégage, rapportée à 8^{gr} d'oxygène : $+ 25^{Cal},8$. Cette chaleur peut être attribuée entièrement à la formation de l'eau, la dose de l'oxygène condensable comme tel sur cette variété de platine étant très petite.

On en déduit pour la chaleur de formation de l'hydrure réduit par l'oxygène froid : $+ 8^{Cal},7$, chiffre fort voisin de $9^{Cal},5$ (mousse).

Mais cet hydrure comprend seulement $0^{gr},0096$ d'hydrogène, sur les $0^{gr},0342$ primitivement fixés; 23^{cc}, ou $0^{gr},0020$, ont été

(¹) La rentrée du gaz dans le ballon vide dégage une petite quantité de chaleur, soit $0^{Cal},0015$ pour la capacité employée. Cette quantité a été retranchée. *Voir* Briot, *Théorie mécanique de la chaleur*, p. 136; 1869.

dégagés en nature par l'action du vide, à froid. Il reste donc $0^{gr},0226$ d'hydrogène fixé, soit les $\frac{2}{3}$ très sensiblement, constituant un hydrure que l'oxygène n'a pas détruit de suite à froid. Cependant cet hydrure n'est pas tout à fait insensible à l'action de l'oxygène; car j'ai vérifié que ce gaz continue à s'absorber lentement.

Cet hydrure plus stable est susceptible d'être détruit par l'action de la chaleur. Ayant placé $29^{gr},5$ du corps précédent dans un tube de verre dur, sur lequel j'ai fait le vide, et que j'ai chauffé graduellement jusqu'à la température du ramollissement du verre, la matière a dégagé graduellement 127^{cc} d'hydrogène à la température de l'essai, soit $0^{gr},0108$ d'après le calcul. Les chiffres ci-dessus indiquent $0^{gr},0103$. Il reste du platine en mousse. La chaleur de formation du deuxième hydrure peut être calculée d'après les données précédentes; elle serait pour $H = 1^{gr}$ égale à $+17^{Cal},0$, c'est-à-dire sensiblement double de celle de l'hydrure le moins stable ($+8^{Cal},7$) : observons que ces hydrures sont rapportés, par notre procédé de calcul, à un même état du platine.

L'hydrogène total, rapporté au poids du platine, fournirait la relation équivalente 1 : 20; rapporté à l'hydrure le plus stable 1 : 30, c'est-à-dire 80 fois le volume du platine pour cet hydrure; 120 fois pour le tout. Ces relations sont données sous réserve, une partie du platine pouvant demeurer libre. Toutefois, de tels hydrures n'auraient rien de plus extraordinaire que l'amalgame cristallisé de potassium, $Hg^{24}K$, et divers alliages.

3° *Noir de platine.* — Cette matière, obtenue par la réduction du platine dans un milieu alcalin, est réputée absorber des doses beaucoup plus fortes d'hydrogène. Mais on a confondu sous un même nom des corps fort divers; je ne veux pas discuter s'il existe réellement un noir de platine non chauffé qui soit constitué par le métal pur, c'est-à-dire exempt de toute trace d'oxygène ou d'hydrogène. Tous les échantillons que j'ai pu me procurer renfermaient de fortes doses d'oxygène, qu'ils dégageaient en nature sous l'influence de la température rouge : c'étaient des sous-oxydes. A ce titre, ils absorbent de grandes quantités d'hydrogène, mais cet hydrogène est employé à deux usages, une portion réduisant l'oxyde [1], une autre partie formant l'hydrure. Les résultats

[1] Tel paraît être le cas du noir de platine employé par Favre dans ses expé-

se compliquent en outre des changements d'état du platine, comme il va être dit.

Absorption de l'oxygène par le platine. — Le platine, quel qu'en soit l'état, placé dans le vide, puis mis en présence de l'oxygène, s'échauffe d'une manière sensible. Mais la quantité totale de chaleur, estimée dans le calorimètre, a toujours été fort petite. Par exemple :

	Cal
Avec la mousse (117gr,6)	0,0083
Avec le platine réduit par l'acide formique (66gr,3)	0,0094
Avec le noir chauffé dans le vide, vers la fusion du verre (72gr)	0,0053
Avec un noir préparé à basse température, saturé d'hydrogène, puis exposé à l'air pendant quelque temps (45gr,1)	0,018

Ces nombres doivent être diminués de 0,00Cal15 pour les ramener à la pression constante. Ils répondent à de très petits volumes d'oxygène, volumes si petits que je n'ai pu les évaluer exactement par le procédé de calcul ordinaire. Ce procédé consiste à mesurer l'accroissement de poids du ballon et à en retrancher le poids de l'oxygène qui occupe l'espace, calculé d'après la capacité du ballon et la densité du platine. La différence serait le poids de l'oxygène fixé. Mais ce calcul donne des nombres très petits et très divergents, parfois même nuls ou négatifs; ce qui signifie que la densité du platine pur diffère notablement de celles du noir et des diverses variétés signalées. Je ne connais aucun procédé exact pour évaluer ces densités. Il est permis d'affirmer pourtant que la chaleur dégagée serait considérable pour un équivalent d'oxygène fixé

On a signalé une variété de platine qui absorberait 250 fois son volume d'oxygène; mais je n'ai pu me la procurer.

Changements d'état du noir de platine. — Le noir de platine, séché à une température modérée (sous-oxyde), puis traité par l'oxygène dans le vide, a fourni des résultats singuliers, que je vais citer maintenant. Les poids d'oxygène fixés sont toujours trop petits pour être évalués avec certitude; mais la chaleur dégagée

---

riences, où il a mesuré le volume d'hydrogène absorbé sans s'assurer s'il se formait de l'eau. De là la variation de 23Cal à 13Cal dans la chaleur dégagée (*Annales de Chimie et de Physique*, 5e série, t. I, p. 255). Ses chiffres ne se rapportent donc pas à une réaction unique et définie : formation d'hydrure ou réduction d'oxyde, mais à l'ensemble des deux.

dans chaque essai varie avec le nombre des échauffements et traitements préalables :

	Cal
Noir porté une fois à 200° (95gr,9).....	+ 0,0595
3 fois à 200°.....	+ 0,0469
4 fois à 200°.....	+ 0,0125
5 fois à 200°.....	+ 0,0116

Les premières quantités de chaleur, rapportées au poids d'oxygène fixé, tel que je l'ai trouvé, donneraient des chiffres colossaux, soit 92^{Cal} par gramme; mais ils répondent, en réalité, à une transformation progressive du noir, sans changement appréciable de composition chimique. La chaleur totale dégagée par ce changement ne peut pas d'ailleurs être évaluée ainsi, parce qu'une très faible fraction répond aux phénomènes produits dans le calorimètre. Mais ce phénomène mérite au plus haut degré l'attention; en effet, il prouve que l'état des corps poreux change continuellement, pendant qu'ils absorbent des gaz : leur volume ne saurait être calculé avec certitude d'après leur densité mesurée d'avance, et la chaleur dégagée ne saurait davantage être évaluée en regardant l'état final du corps poreux comme identique avec son état initial.

Si nous nous reportons maintenant aux réactions chimiques exercées par le platine, il est difficile de ne pas y faire jouer un rôle à ces hydrures, formés avec un dégagement de chaleur qui peut atteindre 17^{Cal}, et à ces composés résultant de la condensation de l'oxygène, véritables oxydes dissociables, dont la chaleur de formation est également considérable, quoiqu'elle n'ait pu être mesurée.

Cet ordre de composés et leur état de dissociation jouent un rôle important dans les *actions* dites *de présence* exercées par le platine, réactions qui résultent sans doute de la formation de composés instables, incessamment détruits et régénérés.

J'en dirai autant de la *polarisation*. La force électromotrice nécessaire pour décomposer l'eau en présence du platine est, en réalité, la différence entre celle qui répondrait à la séparation pure et simple de l'hydrogène et de l'oxygène ($+ 34^{Cal},5$), et la somme de celles qui répondent à la formation de l'hydrogène ($+ 14^{Cal},2$ et même $+ 17^{Cal},0$) et du composé oxydé. Cette dernière étant

inconnue, mais certainement considérable, on s'explique par là comment on observe des indices d'électrolyse avec des courants même très faibles; mais le phénomène s'arrête aussitôt, en raison des changements survenus dans la constitution chimique et dans la conductibilité des électrodes, pour recommencer à mesure que les gaz unis au platine auront été écartés par la dissociation, la diffusion dans les liqueurs, l'action oxydante de l'air dissous, en un mot par les diverses influences secondaires qui tendent à rétablir l'état initial du système. A cet égard, l'électrode négative, qui absorbe une dose notable d'hydrogène, devra se comporter autrement que l'électrode positive, qui n'absorbe que des doses presque insensibles d'oxygène. Les expériences suivantes de M. Bouty sont conformes à cette induction.

Soit encore l'*inflammation d'un mélange d'hydrogène et d'oxygène* par le platine. C'est la formation de l'hydrure le moins stable et son oxydation à froid par l'oxygène qui expliquent le phénomène. En effet, l'hydrogène arrivant au contact du platine s'y combine, en dégageant une certaine quantité de chaleur. L'hydrure ainsi formé étant inattaquable à froid par l'oxygène, avec production d'eau, dégage une nouvelle quantité de chaleur; ce qui élève la température du système. Une nouvelle dose d'hydrogène, arrivant incessamment, reproduit l'hydrure, puis l'eau, et la température monte continuellement, jusqu'à atteindre le degré où le platine rougit et où le mélange gazeux d'oxygène et d'hydrogène s'enflamme de lui-même. Cette explication est conforme de point en point aux phénomènes que tous les chimistes ont observés dans la réaction du platine sur le mélange tonnant.

SUR LA POLARISATION DES ÉLECTRODES ET SUR LA CONDUCTIBILITÉ DES LIQUIDES;

PAR M. E. BOUTY.

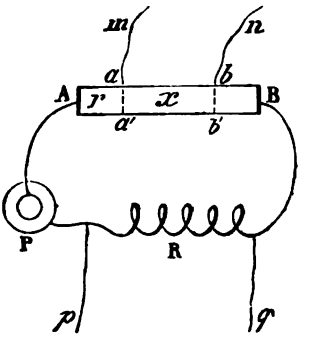
1. En 1876, M. Lippmann (¹) a décrit une méthode électromé-

(¹) LIPPMANN, *Comptes rendus des séances de l'Acad. des Sciences*, t. LXXXIII, p. 192: 1876. *Voir* aussi FUCHS, *Pogg. Ann.*, t. CLVI, p. 161; 1875.

trique pour la mesure de la conductibilité des liquides. On me permettra d'en rappeler le principe.

Le circuit d'une pile P comprend une résistance métallique connue R et une colonne cylindrique AB d'un électrolyte (*fig.* 1).

Fig. 1.



Les électrodes A et B ont une section égale à celle du cylindre, de telle sorte que AB est parcouru par un courant uniforme et que le potentiel a une valeur constante dans toute l'étendue d'une section aa' quelconque du cylindre. Deux fils métalliques isolés et identiques, m et n, sont en communication avec deux sections aa' et bb', comprenant entre elles la résistance liquide x à mesurer : on peut mettre ces fils en relation avec les deux pôles d'un électromètre capillaire maintenu au zéro par une force électromotrice compensatrice; et puisque, dans ces conditions, ils ne livrent passage à aucun courant, ils ne se polarisent pas, la différence de potentiel e qu'ils présentent est égale à celle qui existe entre les tranches liquides aa' et bb'. Soit i l'intensité du courant : on a donc

$$e = ix. \tag{1}$$

En mesurant de même la différence de potentiel E aux deux extrémités de la résistance connue R, on a

$$E = iR, \tag{2}$$

et, par suite,

$$x = \frac{e}{E}R, \tag{3}$$

$$i = \frac{E}{R}. \tag{4}$$

2. La méthode de M. Lippmann peut être étendue à la mesure des forces électromotrices de polarisation qui se produisent pendant le passage du courant (¹). Désignons, en effet, par p la polarisation de l'électrode A, par r la résistance du cylindre liquide Aa; la différence de potentiel y de l'électrode A et du fil m se compose : 1° de la polarisation p de A; 2° du produit ir qui mesurerait la différence de potentiel s'il n'y avait pas de polarisation.

On a donc, en général,

$$y = ir + p. \tag{5}$$

Quand on aura mesuré i et r par la méthode de M. Lippmann, l'équation (5) fournira la valeur de p (²). Au reste, la méthode est susceptible de se simplifier dans des cas particuliers, comme on le verra par ce qui suit.

Électrolyse de l'eau acidulée.

3. Dans un premier groupe d'expériences j'ai déterminé les polarisations d'électrodes de platine dans l'eau acidulée, produites par des courants de très faible densité (³).

A cet effet, j'ai employé un voltamètre (⁴) fermé par un bouchon de verre rodé dans lequel étaient mastiqués les fils conducteurs des électrodes A et B et un fil parasite m. Un tube soudé au bouchon

---

(¹) En 1875, M. Fuchs avait indiqué une méthode analogue pour la mesure de la polarisation individuelle de chacune des électrodes (*Pogg. Annalen*, t. CLVI, p. 161).

(²) Cette formule suppose qu'il n'y a pas en A de résistance au passage de l'électricité. S'il y avait une résistance ρ de cette espèce, on aurait

$$y = i(r + \rho) + p.$$

En réalité, il est rare qu'il y ait une résistance au passage appréciable. Quand elle se produit, elle tient soit au dégagement d'un gaz, soit à la formation, à la surface de l'électrode, d'une couche solide, mauvaise conductrice, qui en ternit visiblement l'éclat. Au reste, la marche même des différences de potentiel permet, le plus souvent, de distinguer cette résistance ρ de la polarisation proprement dite. Les expériences dont j'ai à rendre compte se rapportent, en général, à des cas où la résistance au passage est négligeable.

(³) J'appelle *densité du courant* son intensité rapportée à l'unité de surface de l'électrode.

(⁴) Ce voltamètre a été construit par M. Alvergniat.

et muni d'un robinet de verre permettait, au besoin, de faire le vide dans l'appareil. Les électrodes A et B avaient une surface utile de 10^{cq} environ et plongeaient dans de l'eau acidulée au dixième et récemment bouillie. Le circuit comprenait une pile de force électromotrice égale ou inférieure à 1^{dll} et une résistance métallique extérieure d'au moins 100000 et parfois de 200000 ohms. Dans ces conditions, l'intensité du courant est très faible, et le terme ir de l'équation (5) absolument négligeable. La différence de potentiel y qui existe à un moment donné entre l'une des électrodes et

Fig. 2.

le fil m mesure donc la polarisation p de cette électrode à l'instant considéré.

Quelle que soit la force électromotrice de la pile, on constate que la valeur initiale de p, pour l'une ou l'autre électrode, est inférieure à toute limite assignable. Toutefois le mouvement du mercure dans l'électromètre est si rapide qu'on ne peut effectuer de mesure sérieuse avant une minute environ, et alors la polarisation a déjà une valeur notable. Elle augmente ensuite de plus en plus lentement et avec une vitesse différente à chaque électrode. Elle est beaucoup plus grande à l'électrode positive qu'à l'électrode négative. Le tableau suivant se rapporte à une expérience faite dans le vide et donnera une idée suffisante de la marche du phénomène. La résistance métallique extérieure était de 200000 ohms.

Nature de la pile.	Force électromotrice (en volts).	Temps écoulé depuis la fermeture.	Polarisation — Électrode négative.	Polarisation — Électrode positive.	Densité moyenne du courant (en ampères par centimètre carré)
			volt.		amp.
1[el] zinc cadmium (1)	$0^{volt},365$	1^m (?)	0,0292	»	»
		5^m	0,0557	0,1032	0,0000001012
		40^m	0,0630	0,1655	0,0000000674
		60^m	0,0647	0,1746	0,0000000620
On substitue à l'élément zinc cadmium 1[el] Daniell valant	$1^{volt},09$	1^m (?)	0,1355	»	»
		10^m	0,1691	0,4578	0,0000002310
		70^m	0,1715	0,5434	0,0000001875
		24^h	0,1725	0,7380	0,0000000899
		41^h	0,1475	0,7463	0,0000000981

La polarisation atteint sa limite d'abord à l'électrode négative, où elle peut même finir par décroître, comme on le voit dans le tableau : elle n'atteint que très lentement sa limite à l'électrode positive. Le rapport des deux polarisations a pour valeur maximum 5 environ dans l'expérience précédente; mais ce rapport varie dans des limites extrêmement larges, suivant les conditions de l'expérience, et peut descendre jusqu'à 2 ; il dépend non seulement de la densité finale du courant, mais encore de la présence ou de l'absence d'air dissous dans le liquide, de l'état antérieur des électrodes (2), etc. Je n'ai pas cherché à reconnaître les lois numériques du phénomène : leur détermination aurait exigé des dispositions expérimentales beaucoup plus compliquées (3).

En tout cas, on voit nettement, par des expériences de ce genre, que la polarisation des électrodes de platine n'est que *le résultat du passage d'un courant qui traverse d'abord le voltamètre avec la pleine intensité déterminée par la force électromotrice*

(1) Zinc, sulfate de zinc, sulfate de cadmium, cadmium.

(2) Rougies au gaz et refroidies brusquement au sein du liquide, ou dépolarisées sur place par la fermeture, prolongée pendant vingt-quatre heures au moins, d'une dérivation sans résistance par laquelle on les réunit. M. Blondlot a observé qu'elles présentent dans la première condition une capacité de polarisation trois ou quatre fois plus grande, et je trouve que la polarisation est en effet plus lente à s'établir dans le premier cas que dans le second.

(3) En particulier, dans l'expérience telle que je viens de la décrire, la densité du courant, et par suite la polarisation, n'est pas la même aux divers points d'une même électrode.

et la résistance totale employées, et qui s'affaiblit progressivement à mesure que les surfaces de contact du métal et du liquide sont altérées par l'électrolyse. A chaque valeur attribuée à la force électromotrice et à la résistance totale correspond une valeur limite de la polarisation, et le courant permanent qui s'établit est justement suffisant pour la maintenir. Dans l'expérience indiquée ci-dessus, le courant permanent produit par 1^{dll} est tel qu'il décomposerait $0^{gr},009$ d'eau en trois ans et demi environ; la polarisation totale n'est toutefois que les 0,83 de la force électromotrice extérieure, et le courant représente encore les 0,17 de celui que donnerait la pile dans la résistance employée si la polarisation n'existait pas (¹).

J'insiste à dessein sur ces faits, bien qu'ils fussent en partie connus avant mes recherches. Il importait de les mettre en lumière pour bien établir la signification des mesures dont je vais maintenant rendre compte.

4. Plusieurs physiciens inclinaient à attribuer aux liquides deux sortes de conductibilité : l'une, dite *électrolytique*, était invoquée pour expliquer le passage des courants intenses qui mettent en liberté les produits de l'électrolyse sous leur forme ordinaire; l'autre, *métallique*, à laquelle on attribuait le transport des faibles quantités d'électricité qui traversent un électrolyte quand la force électromotrice employée dans le circuit est insuffisante pour opérer la décomposition normale. Ces deux sortes de conductibilité, superposées dans les cas où l'on se plaçait d'ordinaire pour mesurer la résistance des liquides, devaient se trouver séparées dans mes expériences. Il y avait donc un réel intérêt à mesurer la conductibilité de l'eau acidulée en employant des forces électromotrices très faibles, par exemple celle de 1 élément zinc-cadmium.

La méthode électrométrique de M. Lippmann permet d'opérer cette mesure sans la moindre difficulté. Deux auges contenant de l'eau acidulée renferment, l'une l'électrode positive A (*fig.* 3), l'autre

(¹) En admetant pour la capacité de mes électrodes de platine le nombre le plus fort trouvé par M. Blondlot (0,1554 microfarads par millimètre carré, *Journal de Physique*, t. X, p. 444), le courant final produirait, en moins de 15^{s}, la quantité d'électricité nécessaire pour charger les électrodes à la différence de potentiel de $0^{volt},8938$ qu'elles présentent. C'est donc la diffusion, au sein du liquide, des produits de l'électrolyse qui limite ici la polarisation.

l'électrode négative B; elles communiquent par un long siphon capillaire C, également plein d'eau acidulée, et l'on mesure la différence de potentiel entre le liquide des deux auges à l'aide des fils parasites *m* et *n*; on en déduit la résistance du siphon. Le

Fig. 3.

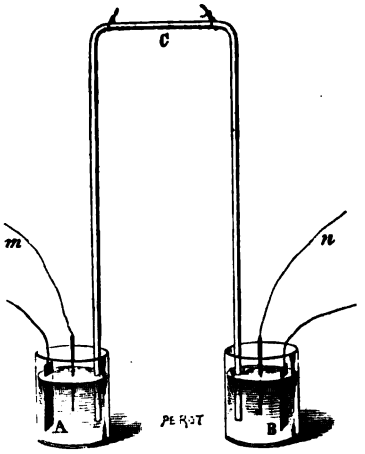


tableau suivant donne les résultats de quelques mesures obtenues avec un siphon de $0^m,90$ de longueur environ, plein d'eau acidulée au $\frac{1}{10}$.

Nature de la pile.	Force électromotrice de la pile.	Résistance métallique extérieure.	Résistance du siphon.	Intensité du courant.
él	volt	ohms		amp
1 Zn, Cd.....	0,365	200000	14710	0,000001282
1 Daniell.....	1,09	»	14900	4487
2 »	2,18	»	15190	8388
3 »	3,27	»	14850	0,00001233
4 »	4,36	»	14970	1726
5 »	5,45	»	15060	2201
3 Bunsen.....	5,88	»	15160	2446
4 »	7,64	»	15080	3265
5 »	9,60	»	15070	4159
6 »	11,76	»	15150	5015
» »	»	180000	15190	5482
» »	»	160000	15050	6228
» »	»	140000	15020	6773
» »	»	120000	15050	7822

Nature de la pile.	Force électromotrice de la pile.	Résistance métallique extérieure.	Résistance du siphon.	Intensité du courant.
él	volt	ohms		amp
6 Bunsen.....	11,76	100000	14960	9097
» »	»	80000	15000	0,0001105
» »	»	70000	14990	1223
» »	»	50000	15010	0,0001587
» »	»	30000	14990	2345
» »	»	20000	15000	0,0003037
		Moyenne.....	15020	

Dans cette expérience, la force électromotrice a varié dans le rapport de 1 à 32 et l'intensité du courant de 1 à 237; mais celle-ci est demeurée toujours assez faible pour que l'échauffement du fil liquide restât absolument négligeable; sa résistance s'est aussi trouvée constante, à moins de $\frac{1}{50}$ près, pour les plus faibles intensités du courant, à moins de $\frac{1}{150}$ pour les plus fortes. C'est précisément la limite de précision que comporte, dans ces conditions, l'emploi de l'électromètre. Dans d'autres expériences faites avec le même liquide, mais en employant des siphons moins résistants, j'ai pu faire croître l'intensité jusqu'à $0^{amp},00120$, produire à volonté ou suspendre le dégagement de gaz à l'une des électrodes, en remplaçant la large lame A par un gros fil ou inversement : la polarisation a seule changé; la résistance d'une même colonne liquide est toujours demeurée invariable.

Un liquide n'a donc qu'une seule manière de conduire l'électricité, quels que soient les phénomènes particuliers dont les électrodes sont le siège. Les mots de conductibilité métallique et électrolytique doivent disparaître de la science.

La disposition des deux auges et du siphon est très propre à montrer que la polarisation des électrodes part d'une valeur initiale nulle, comme on l'a déjà établi ci-dessus. On peut en effet remplir le siphon C d'un liquide plus résistant que celui des auges, par exemple d'une eau acidulée plus étendue ou même d'eau ordinaire, qui se maintient dans le siphon en vertu de sa faible densité et ne se diffuse qu'avec une lenteur extrême dans le liquide sous-jacent. On introduit ainsi entre les deux électrodes une résistance liquide énorme, et l'on peut obtenir ce résultat remarquable que *la diffé-*

rence de potentiel de la pile se trouve presque entièrement entre les fils parasites m et n, tandis que la polarisation en A *et* B *est presque nulle.* L'expérience qui suit a été faite avec le siphon de $0^m,90$ déjà employé ci-dessus et de l'eau des fontaines publiques.

	volt
Force électromotrice de la pile	1,09
Résistance métallique extérieure	200000 ohms
	volt
Différence de potentiel aux deux extrémités de la résistance métallique	0,0142
Différence de potentiel aux deux extrémités du siphon	1,0657
Polarisation totale des deux électrodes (calculée)	0,0101
Résistance calculée du siphon	15040000 ohms

Électrolyse des mélanges.

5. J'ai étudié au point de vue de la conductibilité, et surtout des polarisations, l'électrolyse de divers mélanges dont l'un des éléments était toujours un sel de cuivre. Comme les courants devaient cette fois atteindre une densité très considérable, j'ai dû employer, dans toute sa généralité, la méthode exposée au n° 2.

Le liquide étudié est contenu dans une cuve rectangulaire, aux deux extrémités de laquelle se trouvent des électrodes A et B de même largeur que la cuve et vernies sur leur face postérieure. Deux fils parasites *m* et *n*, recouverts d'une enveloppe isolante, sauf à leur extrémité, plongent dans le liquide. Chaque détermination comprend : 1° une série de mesures de la différence de potentiel

$$y = ir + p$$

entre l'une des électrodes et le fil parasite voisin; 2° une série correspondante de mesures de la différence de potentiel ir' entre les deux fils parasites : on s'arrange autant que possible pour que r' soit très voisin de r'; 3° et 4° le décapage des électrodes et la répétition des mesures comprises sous les n°s 1 et 2, en renversant le sens du courant dans le voltamètre de telle sorte que la lame A qui avait servi d'électrode positive devienne l'électrode négative; 5° la comparaison de la résistance liquide comprise entre les fils parasites à une résistance métallique extérieure, pour une série de valeurs de l'intensité du courant.

On obtient en définitive une série de valeurs des polarisations

p et p' des deux électrodes, et des résistances d'une même colonne cylindrique de liquide pour une série correspondante de valeurs de la densité du courant.

Voici, à titre d'exemple, le tableau complet d'une expérience relative à un mélange de deux dissolutions de sulfate de cuivre et de sulfate de zinc purs, saturées à froid; la proportion en volume de la solution de sulfate de cuivre est de $\frac{1}{10}$ et la liqueur contient par litre environ $0^{éq},35$ de $CuO, SO^3 + 5HO$ et $5^{éq},22$ de $ZnO, SO^3 + 7HO$, évalués en grammes. Les électrodes de cuivre offrent chacune une surface immergée de $37^{cq},8$; les fils parasites sont en cuivre et entourés de gutta-percha, sauf à leur extrémité, tranchée récemment : leur distance est d'environ $0^m,03$, ainsi que la distance de chacun des fils à l'électrode la plus voisine. La pile est de 6^{el} Bunsen. F désigne la différence de potentiel entre les fils, V la différence de potentiel entre un fil et l'électrode voisine, R la résistance métallique extérieure, D la différence de potentiel aux deux extrémités d'une dérivation égale à 2 ohms, p et p' les polarisations calculées de l'électrode positive et de l'électrode négative, d la densité du courant calculée en ampères par centimètre carré de surface de l'électrode, enfin r' la résistance du cylindre liquide compris entre les fils parasites.

1 *et* 2. — *Électrode positive.*

R.	F mesuré.	V mesuré.	p calculé.	d calculé.
ohms	volt	volt	volt	amp
500 ...	0,0494	0,0580	0,0086	0,000585
400 ...	0,0600	0,0690	0,0090	711
300 ...	0,0785	0,0879	0,0094	930
250 ...	0,0930	0,1017	0,0077	0,001102
200 ...	0,1066	0,1152	0,0086	1263
		Moyenne.....	0,0086	

3 *et* 4. — *Électrode négative.*

R.	F.	V.	p'.	d.	Aspect du dépôt.
ohms	volt	volt	volt	amp	
1000..	0,0244	0,0450	0,0206	0,000289	Beau dépôt de cuivre.
800..	0,0301	0,0531	0,0230	358	
600..	0,0401	0,0654	0,0254	481	
500..	0,0483	0,0768	0,0285	579	
450..	0,0526	0,0848	0,0322	630	
400..	0,0591	0,0959	0,0368	709	
350..	0,0716 (valeur finale)	Accr. lent d'abord, puis rapide. Valeur finale: 0,7210	0,6499 (valeur finale)	858	Dépôt légèrement rougeâtre non adhérent.
100..	0,2320	1,3716	1,1398	0,002783	Dépôt gris noir adhérent.
50..	0,4451	1,5558	1,1107	0,005339	

5. — *Résistance du liquide.*

R.	D.	F.	r' (calculé).
ohms	volt	volt	ohms
499.....	0,0434	0,0483	2,224
399.....	0,0524	0,0600	2,268
299.....	0,0716	0,789	2,204
		Moyenne.....	2,232

Dans cette expérience, la résistance r' du liquide compris entre les plans des deux fils parasites est à peu près rigoureusement égale à la résistance r, de sorte que les polarisations p et p' s'obtiennent par simple différence des valeurs de V et de F. On voit que, pour des densités de courant comprises entre $0^{amp},000585$ et $0^{amp},001263$, la polarisation p de l'électrode positive conserve une valeur constante de $0^{volt},0088$, tandis que la polarisation p' de l'électrode négative subit dans le même intervalle une variation énorme. Pour une densité de courant de $0^{amp},000289$, elle est déjà de $0^{volt},0206$, croît ensuite lentement avec la densité du courant et conserve pour chaque intensité une valeur sensiblement constante quand on prolonge l'action du courant; mais, pour une densité de $0^{amp},000858$, un phénomène nouveau se produit; la polarisation augmente avec le temps, d'abord très lentement, puis d'une manière de plus en plus rapide, et passe ainsi d'une valeur voisine de $0^{volt},04$ à $0^{volt},6494$;

en même temps, on observe que le dépôt métallique et brillant de cuivre pur, que l'on avait obtenu jusque-là, est remplacé par un dépôt rougeâtre et non adhérent; à mesure qu'il se produit, la polarisation augmente, et le dépôt envahit l'électrode avec une rapidité croissante. Enfin, si l'on augmente encore la densité du courant, le dépôt passe peu à peu du rouge au noir, tandis que la polarisation augmente d'une manière continue, et, pour une intensité suffisante, le dépôt acquiert de nouveau une certaine adhérence ; il est alors d'un gris noirâtre, très riche en zinc, et rappelle par son aspect les dépôts de zinc obtenus dans le sulfate de zinc impur du commerce. *Quant à la conductibilité du liquide, elle est demeurée invariable, malgré la variété des réactions électrolytiques* dont témoignent à la fois l'étude des polarisations et l'aspect du dépôt.

Les circonstances de l'électrolyse du mélange particulier de sulfate de cuivre et de sulfate de zinc que nous venons d'étudier se reproduisent pour tous les autres mélanges de la même espèce; on observe seulement que le dépôt rouge accompagnant l'accroissement rapide de la polarisation se produit pour une densité ρ du courant d'autant plus faible que la liqueur est plus riche en sulfate de zinc.

$CuO,5O^3+5HO$.	$ZnO,5O^3+7HO$.	Rapport du zinc au cuivre en équivalents.	ρ.	Résistance r'
éq 3,15....	éq 0,58	0,185	amp 0,0658	2,334
2,45....	1,74	0,710	0,0338	2,144
1,75....	2,90	1,657	0,0150	2,122
1,05....	4,06	3,867	0,00601	2,182
0,35....	5,22	14,914	0,000858	2,232

On remarquera d'ailleurs que la résistance spécifique du liquide (proportionnelle à r') passe par un minimum pour une certaine composition du mélange : elle est donc toujours inférieure à la résistance de la dissolution saturée de l'un des deux sels, et *a fortiori* à celle du même sel pris à l'état de dilution où il se trouve dans la liqueur. *Les molécules des deux sels mêlés prennent donc part au transport de l'électricité, alors même qu'un seul des deux métaux se dépose à l'électrode négative.*

6. Cherchons à reconnaître, au moins d'une manière générale,

les causes qui limitent la polarisation à une valeur déterminée pour chaque densité du courant. Soit d'abord un courant très faible traversant un mélange de sulfate de cuivre et de sulfate de zinc. Puisque le cuivre se dépose seul, la liqueur s'appauvrit en cuivre au voisinage de l'électrode négative, tandis qu'elle s'enrichit au pôle positif : d'autre part, la diffusion entre couches différemment concentrées d'un même liquide tend à rétablir l'équilibre et limite l'altération du liquide autour des électrodes.

Il en résulte que les forces électromotrices de contact du cuivre et du liquide ne se font plus équilibre aux deux électrodes; le voltamètre devient un couple analogue au couple cuivre, sulfate de cuivre, sulfate de zinc, cuivre d'autant plus énergique et plus voisin du couple formé avec les solutions séparées que la densité du courant est plus considérable. Or, dans ce couple, dont j'ai trouvé la force électromotrice égale à $0^{volt},086$, c'est le cuivre plongé dans le sulfate de cuivre qui est à l'extérieur le pôle positif; la force électromotrice engendrée est donc de sens contraire au courant qui traverse le voltamètre; elle suffit à expliquer les polarisations produites pour les plus faibles densités de courant. Ainsi, dans l'expérience de la page 355, la somme $p + p'$ des polarisations observées avant la production du dépôt rouge n'a pas dépassé $0^{volt},05$, quantité notablement inférieure à $0^{volt},086$.

Imaginons maintenant que le courant acquiert une densité telle que la diffusion ne suffit plus à amener à l'électrode autant de cuivre qu'il devrait normalement s'en déposer : la loi de Faraday exige que le déficit soit comblé par le dépôt d'une quantité de zinc équivalente. Aussitôt la force électromotrice de contact de l'électrode négative et du liquide prend une valeur intermédiaire à celle qui correspondrait à une lame de zinc pur et à une lame de cuivre pur plongées dans le même liquide. Celles-ci sont très différentes; la polarisation doit donc subir l'accroissement rapide que nous avons constaté, et qui, dans l'expérience de la page 355, se produisait pour une densité de courant égale à $0^{amp},000858$. Au reste, une nouvelle cause intervient aussitôt pour limiter la polarisation. En effet, le cuivre et le zinc, déposés simultanément sur l'électrode, constituent une série de couples locaux dans lesquels le zinc est l'élément attaquable; ce métal se redissout en précipitant une quantité de cuivre équivalente, et la chaleur correspondante se dégage

tout entière dans le circuit des couples locaux, c'est-à-dire à la surface même de l'électrode. L'intensité de ces courants parasites limite la quantité de zinc réellement déposée, et l'altération correspondante de l'électrode. La polarisation croît donc lentement avec l'intensité du courant principal et tend vers une limite au plus égale à la force électromotrice du couple cuivre, sulfate de cuivre, sulfate de zinc, zinc, c'est-à-dire à celle de 1 élément Daniell. En fait, dans l'expérience de la page 355, la polarisation maximum n'a pas dépassé $1^{\text{volt}},12$.

La diffusion à l'intérieur du liquide, les courants locaux à la surface de l'électrode, expliquent donc d'une manière satisfaisante la limitation de la polarisation pour toutes les densités du courant.

7. L'existence des courants locaux que je viens d'invoquer est justifiée par des expériences d'une autre espèce. Dans mes recherches sur le phénomène de Peltier et la contraction des dépôts électrolytiques (1), j'avais fait, sur le cas des mélanges, d'assez nombreuses observations dont j'extrairai seulement quelques résultats relatifs aux mélanges de sulfate de cuivre et de zinc.

1° La contraction des dépôts métalliques de cuivre, pour un courant de densité déterminée, est augmentée par la présence du sulfate de zinc.

2° Le phénomène thermique demeure normal à l'électrode positive, mais on ne peut observer le refroidissement de l'électrode négative que pour des courants d'intensité très faible. Le phénomène de Peltier, normalement superposé au dégagement de chaleur qui résulte de la résistance du liquide, est profondément troublé par un dégagement de chaleur parasite qui apparaît pour une densité de courant médiocre et augmente ensuite rapidement.

Le dégagement de chaleur constaté à l'aide du thermomètre électrode est celui qui correspond aux courants locaux : quant à l'accroissement de la contraction du dépôt métallique, c'est une nouvelle preuve à ajouter à celles que j'ai données ailleurs (2) de

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. VIII, p. 259 et 341; t. IX, p. 229 et 306; t. X, p. 241.

(2) *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 241.

la corrélation étroite des phénomènes calorifiques et mécaniques dans l'électrolyse.

8. Les circonstances complexes que vient de nous offrir l'étude des mélanges de sulfate de cuivre et de sulfate de zinc se retrouvent dans tous les cas que j'ai examinés. La plus simple en apparence de toutes les électrolyses, celle du sulfate de cuivre pur, effectuée entre des électrodes de cuivre, n'est pas exempte de complications : ce liquide se comporte comme un mélange de sulfate de cuivre et d'eau acidulée ou sulfate d'hydrogène. On sait que le sulfate de cuivre pur du commerce contient presque toujours un excès d'acide; mais, n'en contiendrait-il pas, qu'il ne tarderait pas à devenir acide par l'électrolyse, car la quantité de cuivre redissoute au pôle positif n'est jamais tout à fait égale à la quantité précipitée à l'autre pôle, à moins qu'on ne maintienne artificiellement la neutralité de la liqueur (1); l'acide rendu libre se diffuse, atteint l'électrode négative, et l'on est ramené au cas précédent.

Dans le mélange de sulfate de cuivre et d'eau acidulée, l'hydrogène joue le rôle que nous avons attribué au zinc dans les expériences précédentes. Pour les plus faibles densités de courant, le cuivre seul se dépose, mais pour une densité suffisante, d'autant plus faible que la liqueur est plus acide [elle est relativement très considérable dans le cas du sulfate de cuivre pur (2)], au dépôt brillant de cuivre succède un dépôt rouge d'aspect et de propriétés physiques variés, mais contenant toujours une certaine proportion d'oxyde. Le cuivre polarisé par l'hydrogène forme avec le cuivre pur des couples locaux dans lesquels le cuivre est l'élément attaquable; il s'oxyde, mais ne se redissout que partiellement dans

(1) D'Almeida, *Annales de Chimie et de Physique*, 3e série, t. II, p. 257.

(2) Dans l'électrolyse du sulfate de cuivre pur très concentré, le dépôt brun s'est produit pour une densité de $0^{amp},047$; mais, comme il est très mauvais conducteur et excessivement adhérent, la densité du courant produit par 6 éléments Bunsen est tombée en quelques minutes à une valeur près de six fois plus faible; eu égard à la résistance connue du circuit et en admettant arbitrairement une valeur de $\frac{1}{3}$ volt pour la force électromotrice de polarisation, j'ai trouvé que la résistance du dépôt était alors de 32 ohms. Dans des liqueurs plus étendues le dépôt est boueux, sans adhérence, et sa résistance devient tout à fait négligeable. C'est à ce dernier cas que se rapportent les mesures de force électromotrice de polarisation que je publie.

l'acide sulfurique. Le dégagement de chaleur dû aux couples locaux a été constaté à l'aide de thermomètres électrodes (¹).

Il ne reste qu'à fixer la valeur limite de la polarisation. L'expérience a fourni à cet égard des nombres variables suivant la proportion d'acide libre et la dilution de la liqueur; ils oscillent autour de $\frac{1}{3}$ de volt et parfois atteignent $\frac{1}{2}$ volt. Si le cuivre oxydé par les courants locaux se dissolvait entièrement dans l'acide sulfurique, la polarisation devrait atteindre au plus $0^{\text{volt}},280$, mais cette valeur doit être augmentée pour tenir compte de l'oxyde libre qui reste mêlé au dépôt. Dans le cas où il n'y aurait point d'oxyde redissous, la polarisation maximum serait $0^{\text{volt}},690$ environ. Les nombres fournis par l'observation sont justement intermédiaires à ces deux limites.

9. Dans cette électrolyse, comme dans la précédente, nous voyons que *la réaction électrolytique qui se produit pour les plus faibles densités de courant absorbe toujours moins de chaleur que celle qui lui succède pour des densités plus fortes.* Cette extension au cas des mélanges de la belle loi énoncée par M. Berthelot (²) pour le cas de l'électrolyse d'un sel unique est confirmée par l'étude de tous les cas particuliers. Par exemple, le tableau suivant résume mes observations sur un mélange de $\frac{9}{10}$ en volume d'une solution de sulfate de soude et de $\frac{1}{10}$ d'une solution de sulfate de cuivre, toutes deux pures et saturées à froid. La polarisation à l'électrode positive est si faible qu'on peut la négliger. Je désigne toujours par p' la polarisation de l'électrode négative et par d la densité du courant en ampères par centimètre carré.

(¹) J'ai aussi constaté que, dans certaines limites, l'addition d'acide libre au sulfate de cuivre développe la contraction du dépôt. Le phénomène mécanique et le phénomène calorifique sont encore corrélatifs.

(²) Voir *Journal de Physique*, 2ᵉ série, t. I, p. 1 à 20.

d.	*p'.*	
amp	volt	
0,000715	0,0423	Dépôt brillant de cuivre.
0,000968	0,0438	
0,001476	0,0447	
0,001957	0,0513	
0,003082	0,0685	
0,003575	0,0999	
0,004071	0,1621	
0,004466	0,2979	
0,004544	0,8592	Dépôt brun.
0,007754	1,3660	
0,01501	1,5855	Dégagement abondant d'hydrogène.

Le dépôt brun d'oxyde apparaît dès que la polarisation dépasse $0^{volt},280$; la polarisation augmente très rapidement d'abord, puis lentement, et sa limite est à peu près le nombre ($1^{volt},424$) qui correspond à la décomposition du sulfate de soude entre des électrodes de cuivre (1). En somme, le sulfate de cuivre, dont la décomposition entre des électrodes de cuivre ne consomme théoriquement aucune énergie, se décompose d'abord seul; puis apparaît la décomposition de l'eau acidulée ($0^{volt},280$), enfin celle du sulfate de soude ($1^{volt},424$). *Quant à la conductibilité du mélange, elle demeure parfaitement invariable, malgré la variabilité des réactions électrolytiques.*

10. Mes expériences n'ont guère porté que sur les mélanges dont un sel de cuivre (sulfate ou azotate) fait partie (2), mais on peut, avec une grande probabilité, étendre leurs résultats à tous les cas. Je m'attacherai seulement à la généralisation de la loi de M. Berthelot, relative aux quantités de chaleur.

On peut résumer ce que l'on savait jusqu'ici de l'électrolyse des mélanges par l'observation suivante, empruntée à Wiedemann (3).

---

(1) L'électrolyse étant ici accompagnée d'un dégagement de gaz, la polarisation se complique d'une résistance au passage, d'ailleurs assez faible, mais dont il faudrait défalquer l'effet.

(2) Sulfate de cuivre seul ou avec eau acidulée, sulfate de zinc, sulfate de soude (entre des électrodes de cuivre); nitrate de cuivre seul ou avec nitrate de zinc (entre des électrodes de cuivre); nitrate de cuivre avec nitrate d'argent (entre des électrodes d'argent).

(3) G. Wiedemann, *Galvanismus*, t. I, p. 563 de la 2e édition.

Si l'on forme une dissolution mixte de deux métaux quelconques appartenant à la liste suivante : zinc, cadmium, plomb, cuivre, argent, or, le métal qui suit dans la liste se dépose à l'exclusion de celui qui le précède. Toutefois les observations de M. Becquerel [1] sur des mélanges d'azotates de cuivre et d'argent avaient établi que, dans certaines conditions définies d'intensité, le dépôt d'argent est accompagné de traces plus ou moins abondantes de cuivre, et que ce dernier métal se dépose en quantité d'autant plus notable que la liqueur est plus pauvre en argent. Ces observations, parfaitement d'accord avec celles que j'ai eu l'occasion de faire sur les mêmes mélanges, et avec celles que j'ai rapportées ci-dessus, établissent que l'observation de Wiedemann ne fournit que la réaction électrolytique correspondant aux faibles densités de courant. Il reste à savoir si c'est effectivement celle qui absorbe le moins de chaleur : on s'en convaincra par un coup d'œil jeté sur le tableau suivant. Les nombres qui y figurent donnent la chaleur de formation des principaux sels des métaux considérés, à partir de l'oxygène, de l'acide sulfurique ou nitrique et du métal, ou à partir du chlore et du métal [2].

Métaux.	Nitrates.	Sulfates.	Chlorures.
Zinc.....	51,6	53,5	56,4
Cadmium.....	43,3	45,1	48,1
Plomb.....	34,4	»	»
Cuivre..... ..	26,5	28,2	31,3
Argent..... .	8,7	10,7	»
Or.....	»	»	27,3

Pour tous les sels indiqués dans le tableau, l'ordre des chaleurs de formation croissantes est bien l'ordre dans lequel se déposent les métaux d'après l'observation de Wiedemann.

11. En résumé, *les liquides n'ont, comme les métaux, qu'une*

---

(1) *Voir* Jamin, *Cours de Physique de l'École Polytechnique*, 2e édition, t. III, p. 51.

(2) D'après les chaleurs d'oxydation, de chloruration et de combinaison des acides sulfurique et nitrique avec les bases, données par M. Berthelot, dans l'*Annuaire du Bureau des Longitudes* pour 1882, p. 596, 600 et 618. L'unité de chaleur est la grande calorie, l'unité de poids le gramme. Dans le système C.G.S., ces nombres doivent être multipliés par 1000.

seule manière de conduire l'électricité; ils n'ont comme les métaux qu'une force électromotrice de contact unique avec une électrode de constitution invariable. Mais le résultat de l'électrolyse étant de modifier à la fois la composition du liquide autour de l'électrode et l'état physique de celle-ci, la force électromotrice de contact normale se trouve altérée d'une manière variable, d'où les polarisations. La diffusion du liquide ou celle des gaz de l'électrolyse d'une part, la production de courants locaux d'autre part agissent en sens inverse du courant principal pour limiter la polarisation. C'est maintenant à l'étude approfondie de ces actions moléculaires locales qu'il faudra s'adresser si l'on veut en savoir plus long sur le mécanisme intime de l'électrolyse.

OSCILLATION DU PLAN DE POLARISATION PAR LA DÉCHARGE D'UNE BATTERIE. SIMULTANÉITÉ DES PHÉNOMÈNES ÉLECTRIQUE ET OPTIQUE;

PAR MM. E. BICHAT ET R. BLONDLOT.

Nous nous sommes proposé d'étudier la rotation du plan de polarisation dans un corps transparent sous l'action du courant de décharge d'une bouteille de Leyde.

L'expérience était disposée de la manière suivante : Entre un polariseur et un analyseur à l'extinction, on place le corps transparent dans une bobine à fil long et fin que l'on relie aux armatures d'une batterie. Dans le circuit on intercale un excitateur qui permet à la décharge de se produire lorsque la différence de potentiel est suffisante. Au moment de chaque décharge, l'œil placé devant l'analyseur constate une vive réapparition de lumière, ce qui montre que le plan de polarisation a été dévié.

Ce fait constaté, nous avons cherché à l'analyser. A cet effet, nous avons disposé devant l'appareil optique un miroir tournant autour d'un axe vertical. Le polariseur était muni d'une fente, également verticale, dont on observait l'image dans le miroir au moyen d'une lunette. Par une disposition convenable, on forçait l'étincelle à éclater au moment même où, dans son mouvement de rotation continu, le miroir occupait une position telle que l'image

de la fente fût visible dans la lunette. On voyait ainsi dans le miroir tournant la réapparition de lumière due à chaque décharge.

Voici ce que nous avons observé :

En général, on voit dans le champ de la lunette une série de larges bandes lumineuses séparées par des bandes obscures plus étroites. L'apparence rappelle absolument celle que l'on observe lorsque l'on étudie la lumière de l'étincelle. On sait que, dans ce cas, les bandes lumineuses successives correspondent à des courants alternativement de sens contraire : la décharge est *oscillatoire*. Nous avons constaté qu'il en est de même de la rotation du plan de polarisation. Si l'on tourne, en effet, l'analyseur d'un petit angle dans un certain sens, on voit les images de rang pair s'affaiblir et, en même temps, les images de rang impair augmenter d'éclat; si l'on tourne en sens inverse, les images de rang impair s'affaiblissent et les images de rang pair deviennent plus lumineuses.

Nous avons pu observer, en passant, que la loi de la rotation relative à la longueur d'onde se trouve conservée qualitativement. En cherchant à éteindre les bandes d'un certain ordre de parité, on voit ces bandes prendre successivement des couleurs de longueurs d'onde décroissantes; en même temps, les autres bandes prennent des teintes correspondant à des longueurs d'onde de plus en plus grandes.

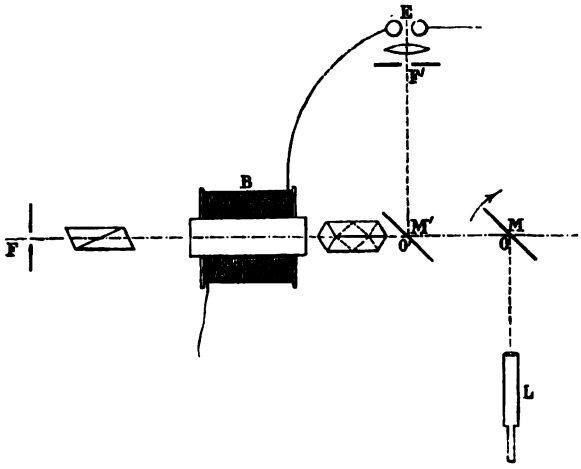
Le plan de polarisation est donc soumis à des rotations successives alternativement de sens contraire; il *oscille* autour de sa position normale. A toute décharge oscillatoire correspond un mouvement oscillatoire du plan de polarisation.

Ceci posé, y a-t-il simultanéité entre les phénomènes électrique et optique; ou bien le mouvement du plan de polarisation se manifeste-t-il en un temps appréciable après l'action électrique? Nous avons résolu cette question de la manière suivante : A l'appareil utilisé pour les expériences précédentes nous avons ajouté une disposition permettant de voir, en même temps, dans le miroir tournant les bandes fournies par la lumière de l'étincelle et celles qui sont dues à l'oscillation du plan de polarisation.

A cet effet, on plaçait l'excitateur en E devant une seconde fente F', de façon qu'au moyen d'un système optique convenable la lumière de l'étincelle éclairât la fente. Un miroir vertical était

fixé en M′, un peu au-dessous du faisceau lumineux sortant de la bobine B, de manière à réfléchir parallèlement à FO les rayons venant de F′. Les deux faisceaux lumineux provenant de F et de F′ tombaient ainsi sur le miroir tournant M et, de là, dans la lunette L. Le miroir mobile M étant en repos, on voyait nettement dans le champ les images verticales des deux fentes F et F′, l'une au-dessus de l'autre. En réglant la position du miroir fixe, on

Fig. 1.



amenait ces deux fentes, qui avaient la même largeur, à être rigoureusement dans le prolongement l'une de l'autre.

Pendant la rotation du miroir, et au moment où la batterie se décharge, chacune des images se dilate dans le sens horizontal. On voit ainsi, l'un au-dessus de l'autre, deux systèmes de bandes alternativement lumineuses et obscures : l'un est dû à la lumière de l'étincelle, l'autre provient de l'appareil de polarisation.

L'expérience montre que les bandes brillantes de l'un des systèmes forment exactement le prolongement des bandes lumineuses de l'autre système, et qu'il en est de même des bandes obscures. Si l'on fait tourner le miroir de plus en plus vite, la largeur des bandes augmente ; *mais la correspondance des deux systèmes reste toujours parfaite.*

Donc, avec l'approximation très grande que notre appareil nous

permettait d'obtenir, nous pouvons conclure que *les deux phénomènes, électrique et optique, sont simultanés.*

Pour mesurer cette approximation, nous avons déplacé légèrement le miroir fixe de manière à détruire la correspondance des deux images. Il est clair que ce déplacement produit le même effet qu'un retard qui pourrait exister entre les deux ordres de phénomènes. Nous nous sommes ainsi assurés qu'un retard de $\frac{1}{30000}$ de seconde serait parfaitement appréciable. Nous pouvons donc affirmer que le retard, s'il existe, est inférieur à $\frac{1}{30000}$ de seconde.

Les expériences ont été faites en employant successivement comme corps transparent le flint lourd et le sulfure de carbone.

M. Villari, faisant tourner un cylindre de flint entre les pôles d'un électro-aimant, a constaté (¹) que, pour une vitesse suffisante, le phénomène de la polarisation rotatoire n'existe plus; il en avait conclu que, pour produire l'aimantation du flint, il faut un temps compris entre 0,001244 et 0,00241 seconde. Or la sensibilité de notre méthode nous permettait d'apprécier un déplacement correspondant à un temps quarante-quatre fois plus petit.

Une expérience inédite de MM. P. Curie et Ledeboer s'accorde avec nos conclusions : en substituant au disque en cuivre de l'appareil de Foucault un disque en verre et en le faisant tourner à raison de cent tours par seconde, ils n'ont observé aucune diminution dans la rotation du plan de polarisation.

Il semble donc qu'il faut chercher une autre explication à la très intéressante expérience de M. Villari.

Nous sommes, d'ailleurs, d'accord avec lui sur ce point, que la rotation du plan de polarisation cesse au même instant que l'action électrique.

Il résulte de la simultanéité que nous avons reconnue entre les phénomènes électrique et optique une méthode pour analyser les courants de courte durée dans des circuits où il ne se produit pas d'étincelle : il suffira d'étudier, comme nous l'avons fait, le phénomène optique.

(¹) *Ann. de Pogg.*, t. CXLIX, p. 324; 1873; *Journal de Physique*, 1re série, t. II, p. 118.

DIFFRACTION AVANT L'ÉCRAN;

PAR M. J. MACÉ DE LÉPINAY.

Arago et Poinsot, chargés par la première classe de l'Institut de faire un Rapport sur le premier Mémoire de Fresnel sur la diffraction, répétèrent plusieurs de ses expériences, et furent amenés à signaler dans les termes suivants, un fait qui avait échappé à Fresnel : « Une circonstance qui s'est présentée à nous en répétant les expériences de l'auteur, et qui nous semble digne de remarque, c'est que les bandes, tant extérieures qu'intérieures, s'aperçoivent également lorsque le corps (opaque) est en deçà du foyer de la loupe, et qu'alors elles semblent se former dans un plan plus rapproché du point lumineux que le corps qui porte ombre (1) ».

Pour donner la théorie exacte des franges de diffraction qui semblent se produire de la sorte entre la source et l'écran diffringent, nous partirons de principes complètement différents de ceux qui se trouvent exposés dans *l'Optique physique* de Verdet (2). Nous ne ferons que développer les idées émises à ce sujet par le Dr Tumlirz (3), et, pour les calculs, nous nous laisserons guider par ceux qu'a effectués Knochenhauer (4) dans un cas particulier, celui d'une ouverture circulaire.

Nous nous appuierons sur ce que, si un système optique quelconque donne une image nette P′ d'un point lumineux P, tous les rayons issus de P arrivent en P′ sans avoir acquis dans l'intervalle aucune différence de phase.

Cette même loi peut être énoncée autrement. De P comme centre, avec un rayon quelconque, décrivons une sphère. Puisque PM = PM′, nous pourrons dire que les mouvements vibratoires émis par chacun des éléments M de cette surface sphérique, transmis dans la direction PM prolongée, parviennent tous en P′, sans acquérir dans l'intervalle aucune nouvelle différence de phase.

---

(1) *Œuvres complètes de Fresnel*, t. I, p. 80.

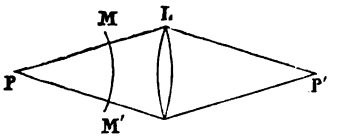
(2) *Ibid.*, t. I, p. 400.

(3) *Annalen der Physik und Chemie*, t. XII, p. 159; 1881; et *Journal de Physique*, t. X, p. 414; 1881.

(4) *Die Undulationstheorie des Lichtes*, p. 48.

Appliquons tout d'abord cette loi, sous sa première forme, au cas ordinaire de diffraction après l'écran. Le système optique au moyen duquel on examine les franges est constitué en réalité, non seulement par la loupe, mais en outre par les divers milieux réfringents de l'œil, et si nous supposons que P soit un point de l'une des franges, celui qui coïncide avec la croisée des fils du réticule, P′, est le foyer conjugué de P, qui vient se peindre sur la rétine de l'observateur. Si nous supposons maintenant que le point P de l'espace corresponde à un maximum ou à un minimum d'intensité, puisque tous les mouvements vibratoires qui ont passé par P

Fig. 1.



arrivent en P′ sans nouvelle différence de phase, le mouvement vibratoire en P′ présentera également un maximum ou un minimum. Le phénomène tel qu'on l'observe à travers la loupe seule est donc le même que si, comme dans les premières expériences de Fresnel, on recevait les franges sur une plaque de verre dépolie placée dans le plan focal de la loupe.

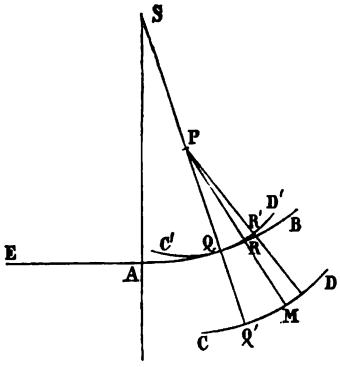
Dans le cas qui nous occupe, où le plan focal de la loupe (¹) se trouve entre l'écran et la source, la frange P n'existe pas en réalité, et le raisonnement que nous venons de rappeler se trouve en défaut, du moins sous la forme que nous lui avons donnée. Mais nous pouvons appliquer le principe fondamental sous sa seconde forme, qui est plus générale.

Soient S la source, E l'écran, P le point visé (en coïncidence avec la croisée de fils). De P comme centre, avec un rayon quelconque plus grand que PQ, décrivons une sphère CD, et considérons le mouvement vibratoire envoyé en P′, image de P, sur la rétine, par un élément $d\sigma$ situé en M, de cette sphère. Joignons le contour de cet élément au point P, et soit ds l'élément découpé

(¹) Knochenhauer remplaçait en réalité la loupe par un microscope à longue distance focale.

en R sur l'onde AB. Le mouvement vibratoire envoyé au point P′ de la rétine par $d\sigma$ est celui qui se propage dans la direction PR prolongée. Il provient donc uniquement de l'élément ds de l'onde AB, il a une amplitude ds et a suivi depuis la source jusqu'en M le chemin SR + RM. Soit Q, d'autre part, le pôle de l'onde par rapport au point P, le mouvement vibratoire provenant d'un élé-

Fig. 2.



ment $d\sigma'$ placé en Q′ a suivi jusqu'en Q′ le chemin SQ + QQ′. Le premier présente donc par rapport au second une différence de marche Δ donnée par

$$\Delta = SR + RM - SQ - QQ' = RM - QQ'.$$

Mais décrivons de P comme centre, avec un rayon égal à PQ, la sphère C′D′, on voit que l'on peut exprimer autrement la différence de marche Δ

$$\Delta = - RR'.$$

Cette différence de marche, d'après le principe sur lequel nous nous appuyons, est précisément celle que présentent les deux mouvements vibratoires considérés, au moment où ils parviennent au point P′ de la rétine.

Arrivés en ce point, il nous suffira de comparer les deux problèmes tels qu'ils se présentent, d'une part, dans le cas ordinaire de diffraction (franges réelles), d'autre part, dans le cas actuel (franges virtuelles), pour voir qu'il y a identité complète. Dans les deux cas, le mouvement vibratoire envoyé en P′ par un élément

ds de l'onde situé en R (*voir* les *fig.* 2 et 3), a pour amplitude *ds* et pour différence de marche $\Delta = \pm RR'$ par rapport à celui qui est envoyé par le pôle de l'onde. L'intensité dans les deux cas sera donnée par

$$I = \left(\int ds \cos 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)^2 + \left(\int ds \sin 2\pi \frac{\Delta}{\lambda}\right)^2,$$

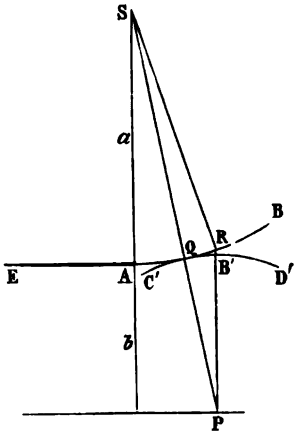
expression dans laquelle on a

Dans le premier cas... $\Delta = \frac{a+b}{2ab} s^2$

Dans le second ..... $\Delta = \frac{a-b}{-2ab} s^2$

Dans les deux cas, par suite, le calcul de l'intensité sera ramenée

Fig. 3.



au calcul des intégrales de Fresnel, en posant

Dans le premier cas... $v^2 = 2 . \frac{a+b}{ab\lambda} s^1$

Dans le second..... $v^2 = 2 . \frac{a-b}{ab\lambda} s^2$

Si l'on convient de considérer *b* comme positif au delà de l'écran, comme négatif en deçà de l'écran, on voit que les formules de Fresnel sont tout à fait générales.

SUR UNE NOUVELLE EXPÉRIENCE DESTINÉE A MONTRER LE SENS DE LA ROTATION IMPRIMÉE PAR LES CORPS A LA LUMIÈRE POLARISÉE;

PAR M. G. GOVI.

C'est un fait bien connu des physiciens que, si l'on produit un spectre très pur avec de la lumière polarisée rectilignement, à laquelle on fait traverser d'abord une plaque de cristal de roche perpendiculaire à l'axe, puis un analyseur (prisme de Nicol, de Foucault, etc.), ce spectre est sillonné par une ou plusieurs bandes noires qui se déplacent quand on fait tourner soit le polariseur, soit l'analyseur. Le mouvement des bandes a lieu du rouge vers le violet ou du violet vers le rouge (l'analyseur ou le polariseur tournant toujours dans le même sens), suivant que la plaque de quartz interposée est *dextrogyre* ou *lévogyre*. On a donc, dans la direction de ce mouvement, un indice auquel on peut reconnaître, même en projection, le sens de la rotation imprimée au plan de polarisation par la substance interposée.

Supposons maintenant que, par un artifice quelconque, on puisse imprimer au spectre et à l'analyseur un même mouvement de rotation, le spectre ayant son extrémité rouge ou violette au centre du cercle dont il représente un rayon, on verra, si l'on tourne lentement, que la bande noire unique, par exemple, glissera sur le spectre de quantités sensiblement proportionnelles aux angles dont on aura fait tourner l'analyseur. Or un point qui glisse sur le rayon d'un cercle proportionnellement à la quantité dont ce rayon tourne décrit sur le plan du cercle une spirale d'Archimède; si donc le mouvement du spectre tournant est assez rapide pour que l'impression dans l'œil devienne continue, on verra se dessiner, dans l'espace ou sur l'écran, deux branches noires de spirales, diamétralement opposées, sur un disque spectral ayant le violet ou le rouge au centre et le rouge ou le violet à la circonférence.

Si, au lieu d'une seule bande noire, il y en a plusieurs sur le spectre, il paraît alors autant de doubles spirales équidistantes qu'il y a de bandes noires dans le spectre, ce qui donne à ce phénomène beaucoup d'élégance.

La substitution d'une plaque de quartz *lévogyre* à une plaque

dextrogyre intervertit le sens de la spirale et permet aussi de distinguer immédiatement le sens de la rotation dans la plaque employée. Ce phénomène rappelle, jusqu'à un certain point, les spirales d'Airy, quoiqu'il soit dû à une cause tout à fait différente.

L'instrument à l'aide duquel on obtient ces phénomènes a été imaginé et construit par M. J. Duboscq. Il sert aussi à montrer en projection la persistance des impressions sur la rétine par le mouvement de rotation du prisme à vision directe; il donne un spectre circulaire dans lequel on peut faire varier la position respective des couleurs, par l'addition d'un prisme achromatique, qui, selon la position réfringente par rapport au premier, permet d'avoir la lumière blanche ou le rouge ou violet au centre de rotation.

Cet appareil consiste en un tube de laiton qu'on peut faire tourner rapidement autour de son axe et dans lequel on introduit les prismes biréfringents, le prisme de Nicol, le prisme d'Amici (prisme à vision directe), etc., qu'on veut employer dans les expériences. Le polarisateur reste fixe ; une lentille donne, à travers tout le système, une image nette du petit trou par lequel la lumière pénètre dans l'instrument.

KARL EXNER. — Ueber das Funkeln der Sterne und die Scintillation überhaupt (De l'éclat des étoiles et en particulier de la scintillation); *Sitz. der K. Akad. der Wissenchaft. Wien*, décembre 1881.

Trois théories fondées, l'une sur la réfraction, l'autre sur les interférences, la troisième sur la réflexion totale des rayons dans uns atmosphère hétérogène, ont été proposées pour rendre compte de la scintillation des étoiles.

La première de ces théories explique facilement, à elle seule, d'après M. Exner, les phénomènes connus; les conséquences tirées des deux autres sont également vérifiées, mais elles ont une importance beaucoup moindre que celles déduites de la réfraction.

Le scintillomètre d'Arago, fondé sur les phénomènes de diffraction qu'on observe de part et d'autre du plan focal d'une lunette

de petite ouverture ([1]), présente l'inconvénient de donner des indications qui varient d'un instrument à un autre et qui n'ont aucune signification physique. Nous pouvons seulement conclure de là que la réfraction atmosphérique fait varier d'une façon rapide et irrégulière la courbure des ondes lumineuses que l'étoile nous envoie. Si en effet nous déterminons, en déplaçant l'oculaire, la position sur l'axe des maxima et des minima de lumière lorsque la source ne scintille pas, puis lorsqu'elle scintille, nous trouvons que leur position absolue a changé, mais que leur distance relative est restée constante. Le résultat est le même que si l'on fait passer rapidement, un grand nombre de fois, une lentille faiblement réfringente ou un verre à vitre entre l'objectif et une source non scintillante. Le phénomène artificiel est même beaucoup plus net et plus brillant que le phénomène naturel.

Dans l'un et l'autre cas, les figures de diffraction ne sont pas régulières ; l'onde ne conserve donc pas la forme sphérique.

On peut, en partant de cette remarque, construire un scintillomètre qui permette de mesurer le rayon de courbure de l'onde. On prend, par exemple, une lunette de $1^m,30$ ou 2^m de foyer, on y adapte un diaphragme suffisamment petit et l'on trace une graduation sur le tube de tirage. On met la lunette au point, puis on enfonce l'oculaire jusqu'à ce qu'un point lumineux apparaisse de temps en temps au centre de la tache noire et l'on fait une première lecture; on l'enfonce de nouveau jusqu'à ce que le centre reste complètement blanc, et l'on mesure le déplacement α. Le rayon de courbure maxima R pendant le temps de l'observation est égal à $R = \frac{2f^2}{\alpha}$ (f est la distance focale de la lunette). Les résultats ainsi obtenus avec divers instruments sont constants. L'auteur a trouvé dans une série de mesures faites avec une lunette de $1^m,70$ et un diaphragme de $0^m,15$ des rayons de courbure compris entre 1817^m et 19380^m.

La variation de courbure de l'onde a pour conséquence d'abord une répartition inégale de la lumière à sa surface; on observe en effet dans l'image de l'étoile agrandie par le déplacement de l'oculaire des différences d'intensité, et en projection on obtient un

([1]) *Annuaire du Bureau des Longitudes*, 1852.

réseau à mailles obscures, analogue à celui que donne la réflexion des rayons solaires à la surface de l'eau légèrement agitée. Parfois ces mailles sont diversement colorées; l'auteur propose de nommer ces apparences *phénomène de Marius*. On les observe facilement en examinant l'image du Soleil réfléchie par une boule en verre argenté, à condition de diminuer le rayon de courbure de la boule à mesure que l'observateur se rapproche davantage de cette boule.

On peut aussi étudier ces variations de courbure en plaçant devant l'objectif une fente qui donne une image rectiligne si la source ne scintille pas et une image sinueuse dans le cas contraire. Le nombre et la grandeur de ces sinuosités permet d'apprécier les variations de courbure de la portion d'onde qui tombe à un moment donné sur l'objectif. Avec des étoiles de hauteur moyenne on observe de 1 à 5 de ces sinuosités; le diamètre de ces dépressions peut atteindre $0^{m},10$; leur flèche est comparable à une longueur d'onde.

Ces variations de courbure donnent lieu aussi à une déviation d'un faisceau lumineux étroit tel que celui qui tombe sur la pupille; dans un instrument elles ont pour effet d'élargir les images dont les bords manquent alors de netteté. Ce mouvement oscillatoire signalé déjà par Newton a été constaté par plusieurs observateurs sur les bords de la Lune ou bien dans les observations d'étoiles.

On l'observe directement en couvrant l'objectif d'un diaphragme percé d'une ouverture centrale et de deux ouvertures latérales; les images de ces ouvertures se déplacent les unes par rapport aux autres assez lentement pour qu'on puisse suivre leurs mouvements.

Le faisceau étroit qui tombe dans l'œil ou dans un instrument de petite ouverture peut être tantôt plus, tantôt moins brillant; il en résulte des variations d'éclat, tandis que, dans un grand instrument, des faisceaux d'intensité variable se superposent et l'image focale présente une intensité moyenne constante.

Si l'on donne de petites secousses à l'oculaire, l'image se développe en une courbe lumineuse : c'est le *phénomène de Nicholson*. Il résulte de ce qui précède qu'avec un instrument de petite ouverture cette courbe doit être formée de parties inégalement bril-

lantes, de perles parfois diversement coloriées; si, au contraire, on augmente peu à peu l'ouverture, la courbe présente, à partir d'une certaine limite, une largeur et un éclat uniformes, tandis que le phénomène de Marius persiste quelle que soit la grandeur du diaphragme. Des observations faites sur Sirius, dans ces conditions, vérifient ces conséquences de la théorie.

Lorsque la distance zénithale est assez grande, les étoiles donnent des couleurs aussi bien dans le phénomène de Marius que dans celui de Nicholson. La théorie de M. Montigny (1) rend facilement compte des apparences observées. Par suite de la dispersion régulière dans l'atmosphère, les étoiles donnent un spectre d'autant plus étalé que leur distance zénithale est plus grande; les rayons de diverses couleurs, séparés les uns des autres par des intervalles plus ou moins grands, traversent des portions différentes de l'atmosphère, et éprouvent des irrégularités qui varient d'une couleur à l'autre; au contraire, vers le zénith, tous ces rayons suivent le même chemin et sont modifiés simultanément et de la même manière. On doit donc observer des couleurs dans la première position et non dans la seconde.

Toute étoile assez basse et suffisamment élargie par le déplacement de l'oculaire doit donner un spectre dont les couleurs varient indépendamment les unes des autres.

La dispersion irrégulière et la diffraction jouent probablement un rôle dans l'explication de ces phénomènes de coloration, mais il est beaucoup moins important.

La théorie explique encore un autre phénomène signalé par M. Respighi (2) : les spectres des étoiles éprouvent parfois un tremblement, qui se propage du violet au rouge pour les étoiles qui s'élèvent au-dessus de l'horizon, et du rouge au violet pour celles qui s'abaissent. Il arrive en effet, par suite du mouvement diurne, que le pinceau violet, émis par une étoile qui monte, rencontre le premier une portion irrégulière d'atmosphère que les autres traversent successivement; la perturbation résultante se propage alors du violet au rouge, tandis que si l'étoile descend les choses

(1) *Mémoires couronnés de l'Académie de Belgique*, t. XXVIII.

(2) Tarry, *Sur la théorie de la scintillation de M. Respighi* (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. LXX, p. 1034).

se passent en ordre inverse. Il faut, pour que ce phénomène soit visible, que les rayons se déplacent rapidement et que les variations dans l'état de l'atmosphère ne soient pas trop brusques.

Les astres, qui ont un diamètre apparent, sensible, scintillent peu ou point, parce qu'on peut décomposer leur surface en un grand nombre de points, qui scintillent indépendamment les uns des autres de façon que les effets se superposent.

Toutes ces observations peuvent être répétées facilement dans le jour avec un héliostat; cette méthode présente, sur l'observation directe des étoiles, l'avantage de donner beaucoup de lumière.

C. DAGUENET.

PP. BEDSON und W.-C. WILLIAMS. — Ueber die Bestimmung des specifischen Brechungsvermögens fester Körper in ihren Lösungen (Détermination de la réfraction spécifique des corps solides en dissolution); *Wiener Berichte*, t. IX, p. 2549-2556; novembre 1881.

Les auteurs prennent comme définition de la *réfraction spécifique* ou du *pouvoir réfringent* l'expression $\frac{A-1}{d}$ (A étant l'indice de réfraction correspondant à une longueur d'onde infinie) et se proposent de rechercher si l'on peut déduire le pouvoir réfringent d'un corps solide de celui de ses dissolutions en appliquant la loi des mélanges. J'ai montré, l'année dernière ([1]), l'approximation sur laquelle on peut compter : les recherches des auteurs confirment complètement mes résultats. La méthode employée est d'ailleurs identiquement celle que j'ai suivie : elle consiste à déterminer les indices de réfraction correspondant aux trois raies de l'hydrogène.

Les substances considérées sont : le sel gemme, le borax, l'acide borique et le métaphosphate de soude. Pour les trois premières, on déterminait les indices à l'état solide directement en opérant sur des prismes taillés; pour le métaphosphate de soude, on suspend le corps dans un liquide plus réfringent et on ajoute un autre liquide moins réfringent jusqu'à ce que le mélange paraisse avoir la même réfringence.

([1]) *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 394 et 431.

Voici les principaux résultats numériques des expériences. Les valeurs de $\frac{A-1}{d}$ relatives aux dissolutions sont la moyenne de plusieurs expériences.

		t.	$\frac{A-1}{d}$.
Sel gemme	solide	15°	0,2426
	de ses solutions	20	0,2524
Borax	solide	18,5	0,2120
	de ses solutions	20	0,2112
Acide borique	solide	15,8	0,2444
	de ses solutions	20	0,2442
Métaphosphate	solide	20	0,1862
	de ses solutions	20	0,1885

Dans le même ordre d'idées, on a cherché aussi le pouvoir réfringent du phénol en l'observant directement et en dissolution avec l'alcool et l'acide acétique : les résultats sont également concordants. DAMIEN.

J.-B. HANNAY. — On the limit of the liquid state (Sur la limite de l'état liquide); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXIII, p. 294; 1882.

L'important Mémoire de M. Hannay (1) a pour objet de fixer exactement la température critique des liquides suivants : alcool, sulfure de carbone, alcool méthylique et tétrachlorure de carbone. Le liquide à étudier est introduit au-dessus du mercure dans un tube en U chauffé dans un bain d'air; la pression produite par un piston à vis est mesurée à l'aide d'un manomètre à hydrogène. Le liquide peut être employé seul ou bien en présence d'un gaz qu'il ne dissout pas à la température ordinaire : l'addition de ce gaz permet d'opérer à des pressions supérieures à la tension maximum de la vapeur émise par le liquide; on voit, en effet, dans le tube en U, deux couches fluides distinctes; le liquide au-dessous et le gaz au-dessus : le mélange n'a lieu que quand on dépasse la température critique.

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. IX, p. 415, un Mémoire antérieur de MM. HANNAY et HOGARTH, sur le même sujet.

Les conclusions générales du Mémoire sont les suivantes : la température critique *au-dessus de laquelle,* pour M. Hannay, *le corps est bien à l'état gazeux,* est indépendante de la pression. Un léger abaissement apparent de la température critique pour de très hautes pressions tient à ce que la solubilité des gaz employés n'est pas négligeable au voisinage de cette température. Voici les principaux résultats numériques des expériences :

Liquides seuls.	Température critique.	Pression correspondante en atmosphères.
	°	
Alcool éthylique.....	235,39	66,78
Bisulfure de carbone.....	277,55	95,86
Alcool méthylique.....	232,76	72,85
Tétrachlorure de carbone.....	282,51	57,57

Liquides en présence d'un gaz.	Nature du gaz.	Température critique.	Pression correspondante en atmosphères.
		°	
Alcool éthylique.....	Hydrogène	234,78	82,53
»	»	235,68	122,72
»	»	235,04	178,80
»	»	234,14	183,07
»	Azote	235,11	82,35
Bisulfure de carbone.....	Hydrogène	277,55	95,86
»	»	274,93	171,54
»	Azote	273,12	141,45

L'alcool méthylique fournit des résultats analogues.

Le tétrachlorure de carbone forme avec l'hydrogène une combinaison dissociable, ce qui a empêché d'employer ce gaz à la détermination de la température critique pour de hautes pressions; mais avec l'azote on a encore obtenu des résultats satisfaisants.

M. Hannay a aussi essayé de déterminer la température critique par des observations capillaires. Les températures auxquelles l'ascension dans un tube capillaire est nulle coïncident avec la température critique dans le cas d'un liquide employé seul; mais, si le liquide est en présence d'un gaz, l'influence du gaz sur la constante capillaire se fait aussitôt sentir, et la température pour laquelle l'ascension capillaire est nulle descend au-dessous de la température critique. Ainsi, avec l'alcool éthylique, cette température descend de 235°,4, valeur normale, à 230°,3 et à 224°,6, quand la

pression atteint $163^{atm},5$ et $236^{atm},8$. Les autres liquides fournissent des variations du même ordre de grandeur. E. Bouty.

HEINRICH HEINE. — Ueber die Absorption der Wärme durch Gase, und eine darauf beruhende Methode zur Bestimmung des Kohlensäuregehaltes der atmospherischen Luft (Absorption de la chaleur rayonnante par les gaz. Méthode pour le dosage de l'acide carbonique dans l'air); *Inaugural Dissertation*, Giessen; 1881.

Le gaz à étudier est enfermé dans une enceinte en laiton; il reçoit à travers une plaque de sel gemme les rayons calorifiques émis par un brûleur de Bunsen; ses variations de pression sont enregistrées graphiquement au moyen d'un système analogue à celui qu'a employé M. Marey dans son sphygmographe.

Quand on opère avec de l'air débarrassé de vapeur d'eau et d'acide carbonique, on constate que, au moment où les rayons calorifiques pénètrent dans l'enceinte, il n'y a pas de variation de pression; quand, au contraire, on opère avec l'acide carbonique, on constate une augmentation de pression due à l'absorption de la chaleur par le gaz.

L'auteur a étudié spécialement les mélanges d'air et d'acide carbonique faits en proportions exactement déterminées. Pour chaque mélange, il a obtenu une courbe qui représente les variations de pression et qui est caractéristique pour le mélange employé, c'est-à-dire pour la proportion d'acide carbonique qui s'y trouve. En faisant varier cette proportion par très petites fractions, il a obtenu des courbes suffisamment distinctes pour permettre de résoudre le problème inverse, c'est-à-dire de doser l'acide carbonique dans l'air atmosphérique préalablement débarrassé de vapeur d'eau et d'ammoniaque.

Cette méthode d'analyse purement physique a donné des résultats qui concordent avec ceux qu'on a obtenus par les procédés chimiques. Elle offre d'ailleurs de grands avantages, car elle permet d'effectuer le dosage sur des quantités très limitées d'air, environ 1^{lit} ou 2^{lit}, et l'opération complète exige à peine une demi-heure.

L. Bordet.

C.-V. BOYS. — An integrating-machine and other apparatus for the measurement of mechanical and electrical forces (Machine à intégrer et autres appareils pour lamesure des forces mécaniques et électriques); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XI, p. 342 (1881), et t. XIII, p. 77 (1882).

MARCEL DEPREZ. — Sur les compteurs d'électricité (*La lumière électrique*, t. VI, n° 21, p. 486; 1882).

ABDANK ABAKANOWICZ. — Compteur d'électricité et d'énergie (*L'Électricien*, t. III, p. 234; 1882).

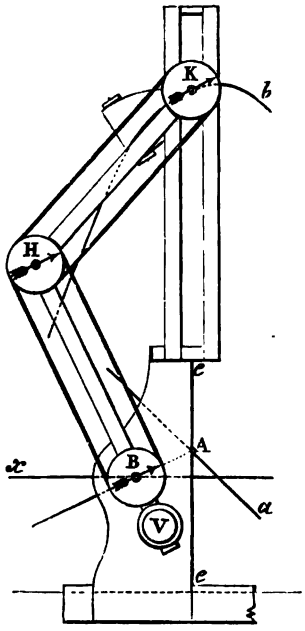
Les appareils que nous allons faire connaître ne semblent pas dus exclusivement aux recherches de M. Boys. En ce qui concerne notamment le mesureur d'énergie électrique, l'auteur a appliqué une méthode publiée dès 1880 par M. Marcel Deprez, comme celui-ci le rappelle dans une Note insérée par la *Lumière électrique*. M. Boys a seulement imaginé des dispositions expérimentales différentes de celles qu'avait employées M. Deprez. D'autre part, il paraît, dans son intégrateur, s'être beaucoup rapproché sur les points les plus essentiels d'une disposition imaginée par M. Abdank-Abakanowicz, qui avait déjà publié, aussi en 1880, un appareil du même genre, dont on trouvera la description dans l'*Électricien*. Ces réserves bien établies, nous croyons être utile à nos lecteurs en leur faisant connaître le principe des appareils décrits par M. Boys.

Soit $y = f(x)$ la fonction à intégrer. Elle peut être représentée par l'ordonnée d'une courbe dont x est l'abscisse. L'intégrale y' peut à son tour être représentée par l'ordonnée d'une nouvelle courbe assujettie à cette condition que le coefficient angulaire de sa tangente pour chaque valeur de x soit proportionnel à l'ordonnée de la première courbe.

Parallèlement à l'axe des x de la courbe donnée se meut un support général dont le bord est perpendiculaire à cette direction (*fig.* 1). Le long de ce bord peut se déplacer un style A qu'on maintient sur la courbe donnée. Ce style est fixé à l'extrémité d'une tige qui passe d'autre part en un point B du support situé sur l'axe des x, à une distance déterminée en arrière du bord. La tangente de l'angle compris entre la tige et l'axe des x est ainsi constamment proportionnelle à l'ordonnée de la courbe. Le point B est le centre

d'une roue qui participe aux déplacements angulaires de la tige AB. Ces déplacements peuvent être communiqués à une seconde roue K, rattachée à la roue B par des bandes de raccordement articulées. Pour permettre à la roue K des mouvements d'ensemble indépendants, tout en réglant ses déplacements angulaires, ce réglage s'effectue par l'intermédiaire d'une troisième roue H, qui reçoit le mouvement de B et le transmet à K. Une articulation ménagée au

Fig. 1.



centre de H permet à la roue K d'opérer le mouvement de translation nécessaire. Ce mouvement s'exécute dans une rainure du support dirigée perpendiculairement à l'axe des x.

Le galet F, qui va décrire la courbe de l'intégrale, a son plan perpendiculaire à celui de K et dirigé suivant un diamètre déterminé de cette dernière, de sorte que la rotation de K change l'orientation du plan de F. Le galet F appuie sur une feuille de papier qu'il parcourt en roulant quand on fait avancer le support général. L'orientation du plan de F étant déterminée par les déplacements angulaires de B, il devra forcément décrire la courbe de l'intégrale

satisfaisant à la condition indiquée plus haut. Pour donner de la stabilité au galet F, on lui fait traîner un chariot pesant, auquel il est rattaché par une articulation comme celle de la roue directrice d'un vélocipède.

L'appareil fournit avec précision les résultats prévus pour les fonctions les plus usuelles. De légères modifications dans le mode de raccordement des pièces lui permettent, au lieu d'intégrer $y\,dx$, d'exécuter la même opération sur $\frac{dx}{y}$, $y^2\,dx$, $y^3\,dx$,

$$\Phi(x) \times \Psi(x)dx, \quad \ldots.$$

On peut modifier l'appareil précédent en fixant le centre de la roue F et en faisant glisser sous elle un cylindre parallèlement à l'axe des x. La roue, en tournant sur place plus ou moins obliquement à l'axe de ce cylindre, fera tourner ce dernier sur lui-même, et l'angle total de rotation du cylindre mesurera la valeur de l'intégrale.

Une courbe tracée sur un papier qui enveloppe le cylindre permettrait d'enregistrer les résultats. Le mouvement de translation qu'on communique au cylindre suivant son axe est nécessairement alternatif.

Diverses autres combinaisons mécaniques permettent de le remplacer par un mouvement continu. On peut aussi remplacer le cylindre par d'autres surfaces de révolution, et obtenir des intégrales plus ou moins compliquées et même des intégrales doubles à deux variables indépendantes. Ces appareils présentent des applications nombreuses.

Mesure du travail mécanique. — Deux boîtes munies de couvercles flexibles, comme ceux des baromètres anéroïdes, communiquent avec les deux côtés du piston. Les couvercles sont reliés l'un à l'autre par une tige qui éprouve ainsi des déplacements longitudinaux proportionnels à la différence des pressions. Ces déplacements communiquent des inclinaisons proportionnelles à un galet traçant qui parcourt un cylindre glissant suivant son axe sous l'influence des mouvements alternatifs du piston. La rotation totale du cylindre sur lui-même, enregistrée par un compteur, mesure à chaque instant le travail accompli, puisque la vitesse de cette rotation est proportionnelle d'une part à la vitesse du piston, et d'autre

part à la tangente de l'inclinaison de la roue traçante, c'est-à-dire à la force motrice.

Mesure des courants électriques. — La roue traçante est reliée à un aimant placé au-dessus d'elle, et dont la ligne des pôles est parallèle à son plan. Le courant dirige cet aimant et lui communique des déviations dont les tangentes sont proportionnelles à son intensité. La vitesse de rotation du cylindre placé sous la roue sera donc aussi proportionnelle à cette intensité. Un appareil d'horlogerie transmet au cylindre un mouvement alternatif de va-et-vient suivant son axe. Un compteur enregistre les tours du cylindre pendant l'aller seulement, ou pendant l'aller et le retour avec l'aide d'un inverseur de mouvement. Le nombre de tours mesure la quantité d'électricité qui passe. Le sens de la rotation dépend du sens du courant.

Pour appliquer cet appareil aux courants alternatifs, il faudrait un commutateur. Il paraît préférable d'employer alors une autre disposition. M. Boys propose la suivante. Entre les deux pôles rapprochés d'un électro-aimant animé par le courant peut s'engager plus ou moins une lame de fer doux en forme de coin aminci à son extrémité inférieure et fixé à sa partie supérieure à un fléau de balance que des contre-poids tendent à ramener à la direction horizontale. En donnant à ce coin de fer une forme convenable, on peut faire en sorte que la tangente de l'inclinaison du fléau soit proportionnelle à l'intensité du courant. L'axe de ce fléau porte deux roues traçantes qui agissent alternativement sur les côtés opposés d'un même cylindre muni d'un compteur.

Mesure de l'énergie électrique. — L'énergie dépensée entre deux points d'un circuit est égale au produit de l'intensité du courant par la différence de potentiel qui existe entre ces points. Imaginons que deux fils parallèles soient parcourus, l'un par le courant principal, l'autre par un courant dérivé établi entre ces mêmes points à travers un circuit très résistant. Ce dernier courant étant proportionnel à la différence de potentiel, l'attraction mutuelle des deux fils sera à chaque instant proportionnelle à l'énergie dépensée. C'est M. Marcel Deprez qui a imaginé cette solution de la question.

L'appareil employé se compose de deux bobines fixes concentriques dont les fils sont parcourus dans le même sens par le courant

principal et qui laissent entre elles un espace annulaire. Dans cet espace s'engage une troisième bobine parcourue par le courant dérivé, dans le sens du courant principal sur la moitié supérieure de sa longueur, en sens contraire sur la moitié inférieure. Cette bobine est suspendue à un fléau de balance muni de contre-poids convenables. Le courant principal repousse la moitié inférieure et attire la moitié supérieure de la bobine mobile.

La balance s'incline et règle l'orientation des roues traçantes.

Malgré la variation des positions relatives des bobines, on peut régler les dimensions de l'appareil en sorte que cette variation n'affecte l'intensité des actions électromagnétiques que d'une façon négligeable. Le compteur enregistre ainsi l'énergie dépensée.

Cet appareil peut être appliqué à l'étude de la dépense d'énergie par un foyer de lumière électrique. Quand on écarte progressivement l'un de l'autre les deux charbons à partir du contact, l'énergie dépensée croît d'abord, atteint un maximum, puis décroît. L'appareil permet de saisir ce maximum et d'en obtenir la réalisation.

FOUSSEREAU.

E. KITTLER. — Ueber Spannungsdifferenzen zwischen sich berührenden Flüssigkeiten mit Berücksichtigung der Concentration (Sur la différence de potentiel entre des liquides résultant de la concentration); *Wiedemann's Ann.*, t. XII, p. 572; 1881.

E. KITTLER. — Ueber Spannungsdifferenz zwischen einem Mettal und Flüssigkeiten verschiedener Concentration (Sur la différence de potentiel entre un métal et des liquides de concentration différente); *Wiedemann's Annalen*, t. XV, p. 391; 1882.

M. Kittler détermine la différence de potentiel aux extrémités d'une chaîne liquide formée de la manière suivante : les liquides soumis aux expériences, placés dans des verres, sont mis en communication par des siphons fermés par du parchemin et remplis avec le liquide dont le poids spécifique est le plus faible. Les poids spécifiques des dissolutions et les proportions en poids des sels dissous ont été déterminés avec le plus grand soin.

La différence de potentiel aux extrémités de la chaîne a été mesurée avec l'électromètre d'Edelmann, modification de l'électromètre à quadrant, de sir W. Thomson. L'aiguille était char-

gée par une pile de Zamboni dont la constance avait été constatée.

On mesurait les déviations, par la méthode de réflexion, sur une échelle placée à 3^m de l'électromètre. La différence de potentiel aux deux pôles de 1 élément daniell était prise pour unité.

L'auteur déduit de ses mesures l'influence de la concentration sur les valeurs des différences de potentiel. La remarque suivante permet en outre de reconnaître dans quel cas la loi de Volta est applicable à une chaîne formée de liquides en contact.

On forme, avec trois liquides différents F_1, F_2, F_3 et un métal M, trois chaînes aux extrémités desquelles on détermine les différences de potentiel a, b, c :

$$M \mid F_1 + F_1 \mid F_3 + F_3 \mid M = a,$$
$$M \mid F_2 + F_2 \mid F_3 + F_3 \mid M = b,$$
$$M \mid F_1 + F_1 \mid F_2 + F_2 \mid M = c.$$

Si l'expérience montre que

$$a - b = c,$$
$$M \mid F_1 + F_1 \mid F_3 + F_3 \mid F_2 + F_2 \mid M = M \mid F_1 + F_1 \mid F_2 + F_2 \mid M,$$

il s'ensuit que

$$F_1 \mid F_3 + F_3 \mid F_2 = F_1 \mid F_2.$$

Les trois liquides suivent la loi des tensions de Volta. Si, au contraire, la différence $a - b$ n'est pas égale à c, les trois liquides ne suivent pas la loi des tensions.

Les recherches de M. Kittler ont eu pour objet les dissolutions des chlorures dans l'eau. En voici les résultats :

1° La différence de potentiel aux extrémités de la chaîne

$$Cu \mid L + L \mid CuSO^4 + CuSO^4 \mid Cu,$$

dans laquelle L représente une dissolution concentrée dans l'eau de l'un des chlorures inscrit dans le tableau suivant, est :

Chlorure.	Force électromotrice D = 1.	Chlorure.	Force électromotrice D = 1.
AzH^4Cl	0,318	$SrCl^2$	0,290
KCl	0,315	$MgCl^2$	0,275
$LiCl$	0,308	$BaCl^2$	0,251
$CaCl^2$	0,304	$MnCl^2$	0,247
$NaCl$	0,302	$NiCl^2$	0,231

L'ordre suivant lequel sont rangés les chlorures cités reste le même si l'on met de l'eau distillée à la place du sulfate de cuivre.

Cette dernière proposition a été vérifiée par l'auteur dans le cas des chlorures

$$AzH^4Cl, \quad KCl, \quad NaCl, \quad NiCl^2;$$

2° La force électromotrice de l'élément diminue avec le degré de concentration de la dissolution saline;

3° Dans la chaîne précédente, le courant va du chlorure au sulfate ou du chlorure à l'eau, de la solution concentrée à la solution étendue;

4° Les dissolutions des chlorures inscrits dans le tableau précédent suivent la loi de Volta;

5° L'ordre suivant lequel sont placés les chlorures dans le tableau précédent, pour que les forces électromotrices aillent constamment en diminuant du premier au dernier, n'est plus le même lorsqu'on remplace dans la chaîne le sulfate de cuivre par de l'eau acidulée;

6° Les dissolutions des chlorures en contact avec l'acide sulfurique étendu ne suivent pas la loi des tensions de Volta;

7° La différence de potentiel aux extrémités de la chaîne liquide

$$CuSO^4 \mid L + L \mid H^2SO^4 + H^2SO^4 \mid CuSO^4,$$

dans laquelle $CuSO^4$ et H^2SO^4 représentent respectivement une même dissolution de sulfate de cuivre et de l'eau contenant la même proportion d'acide sulfurique, change considérablement avec le degré de concentration de la dissolution de chlorure L.

G. Gouré de Villemontée.

J. PULUJ. — Radiant matter from electrodes (Matière radiante provenant des électrodes); *Chem. Centr.*, p. 193; 1881.

Ce travail a pour conclusion une critique très détaillée des expériences de M. Goldstein (1). D'après l'auteur, la prétendue matière radiante consiste essentiellement en particules détachées des

(1) *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 531.

électrodes, et, à l'appui de cette explication, il cite l'expérience suivante. Des cathodes recouverts de craie présentent une phosphorescence orangée. Au bout d'un temps très court, les parois du tube montrent la même lueur; on reconnaît alors que ces parois sont recouvertes d'une fine couche de craie évidemment détachée des électrodes. B.-C. DAMIEN.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXVI. — Juin 1882.

J. THOULET. — *Recherches expérimentales sur la conductibilité thermique des minéraux et des roches*, p. 261.

SYDNEY MARSDEN. — *Sur la diffusion d'une poudre impalpable dans un corps solide*, p. 286.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XIII. — Juillet (n° supplémentaire) 1882.

H.-A. ROWLAND. — *Note préliminaire sur les résultats obtenus dans la fabrication et la théorie des réseaux pour l'Optique*, p. 469.

J. TYNDALL. — *Action des molécules libres sur la chaleur rayonnante. Sa conversion en son*, p. 480.

G. LETTSOM. — *Sur le dichroïsme de deux andalousites européennes*, p. 529.

C.-K. WEAD. — *Sur les dimensions d'un pôle magnétique dans le système d'unités électrostatique*, p. 530.

5e série. — Tome XIV. — Juillet 1882.

E.-J. MILLS. — *Recherches sur le point de fusion*, p. 1.

C.-VERNON ROYS. — *Mesure de la courbure et de l'indice de réfraction*, p. 30.

W.-E. AYRTON et J. PERRY. — *Expériences sur l'accumulateur Faure*, p. 41.

W.-E. AYRTON et J. PERRY. — *Photomètre de dispersion simplifié*, p. 45.

E. WARBURG et V. VON BABO. — *Relation entre la viscosité et la densité des fluides*, p. 51.

F.-D. BROWN. — *Notes sur la thermométrie*, p. 57.

MACHINES DYNAMO-ÉLECTRIQUES A COURANTS CONTINUS;

PAR M. A. POTIER.

L'Exposition d'électricité présentait, avec des types déjà anciens, quelques formes nouvelles, qu'il a paru intéressant de faire connaître aux lecteurs du Journal. L'extrême obligeance de M. Niaudet, de la rédaction et de l'administration du journal *l'Électricien*, nous a permis d'enrichir de gravures la description, nécessairement aride, des types principaux de machines à courants continus.

Toutes les machines utilisées aujourd'hui pour la production des courants électriques sont fondées sur l'induction; c'est-à-dire que les courants y sont engendrés par le déplacement d'un conducteur dans un champ magnétique ou par la variation d'intensité de ce champ.

I. — ANCIENNES MACHINES.

La première machine de Pixii et ses dérivés directs, Saxton, Clarke, Nollet, Holmes, utilisent les courants qui se produisent dans une hélice entourant un noyau de fer doux, dont le magnétisme est excité dans un sens, puis renversé un grand nombre de fois par minute; on produit ainsi un très grand nombre de courants alternatifs, qu'un commutateur peut redresser s'il est nécessaire. Aujourd'hui encore la machine de l'Alliance fonctionne ainsi; les changements de magnétisme sont produits en faisant passer successivement les noyaux devant une série de pôles d'aimants alternés (1).

M. Wilde a montré que l'on pouvait augmenter la production de ces machines, en substituant aux aimants permanents des électro-aimants qui sont beaucoup plus puissants, de sorte que ses machines se composent en réalité de deux machines distinctes :

(1) Un progrès important pour les machines de faible force avait été néanmoins réalisé par MM. Siemens et Halske (1854) par la construction de l'*armature* de Siemens; le fer doux, de forme cylindrique, y tourne sur son axe même et est garni de fil dans deux rainures longitudinales.

l'une, *excitatrice,* doit fournir le courant qui produit l'aimantation des électro-aimants, l'autre fournit le courant véritablement utilisé; dans ces machines le courant des électro-aimants, provenant d'une machine à courants alternatifs redressés, est naturellement très variable d'intensité à chaque instant.

Peu de temps après l'introduction de cette idée fondamentale, MM. Varley, W. Siemens et Wheatstone proposèrent presque simultanément de se servir du courant même de la machine pour exciter les électro-aimants; le magnétisme rémanent de ceux-ci suffit pour produire un courant, très faible d'abord, qui parcourt le fil des électro-aimants, les renforce, et se renforce par conséquent lui-même indéfiniment, ou plutôt jusqu'à ce que les électro-aimants soient saturés : la machine peut donc être simplifiée.

Cependant la première disposition, avec machine excitatrice séparée, est encore usitée, soit pour l'éclairage, soit pour la galvanoplastie; dans un grand nombre de cas, il y a avantage à séparer l'excitatrice de la machine qui produit le courant utilisé; on transforme ainsi la machine dynamo-électrique en une sorte de machine magnéto-électrique, les électro-aimants ayant un magnétisme invariable, quel que soit le courant produit; par conséquent la force électromotrice totale devient indépendante des variations de la résistance extérieure, et la dépense inévitable d'énergie qu'entraîne le maintien du magnétisme des électro-aimants peut être réduite au strict nécessaire; enfin le renversement du courant principal, toujours à craindre, est sans influence sur le sens du magnétisme des électro-aimants.

Cette première machine de M. Wilde, qui date de 1866, a été la première machine vraiment industrielle, et a été employée par son auteur à la galvanoplastie. Elle fut suivie des machines Siemens, et en 1867 l'armée prussienne était pourvue d'une machine dynamo-électrique manœuvrée à la main par 40 hommes; de son côté Ladd avait également construit sur le même principe, et toujours en employant l'armature de Siemens, une machine dynamo-électrique puissante.

A cette époque il semblait qu'il n'y eût plus de grands progrès à faire, et aucun n'a été réalisé depuis, en utilisant le même principe, l'induction dans un fil par le changement du magnétisme dans le fer qu'il entoure.

Sous ces formes dérivées plus ou moins directes de la machine de Clarke, les machines ne produisent pas de courants réellement continus; ils sont naturellement alternatifs et, si on les redresse avec un commutateur, leur intensité varie, très rapidement il est vrai, d'un certain maximum à zéro; de plus on n'obtient de courants un peu énergiques qu'à condition de multiplier les changements de sens de l'aimantation un grand nombre de fois par minute : il en résulte un échauffement très notable du fer, assez fort pour détruire l'isolant du fil enroulé autour de ce noyau; inconvénient pratique bien plus grave que la perte théorique qui résulte de la transformation en chaleur d'une partie du travail moteur.

Tout récemment seulement M. von Hefner-Alteneck est arrivé, par une combinaison ingénieuse de commutateurs, à associer des bobines dépourvues de noyaux de fer doux, et soumises au même mode d'induction que les bobines de la machine de Clarke. Cette machine sera décrite plus loin.

II. — Machines modernes.

D'un autre côté, des tentatives furent faites pour produire sans redressement des courants méritant le nom de *continus*. Le Dr Werner Siemens a exposé, sous le nom de *machine-assiette* ou *teller-maschine,* un essai tenté par lui en 1853; de petits électro-aimants étaient fixés sur le bord d'un cône plat, roulant sur un plan où étaient disposés radialement des aimants permanents; les électro-aimants forment deux séries où les courants induits sont de sens contraire et les prises de courant se font dans le circuit commun formé de tous ces fils, précisément aux deux points où le courant change de sens, disposition qui se retrouve dans les machines suivantes : cette machine fort petite, destinée à fournir des courants continus à la télégraphie, resta à l'état de modèle.

Plus tard M. Pacinotti fit paraître, dans le *Nuovo Cimento* de juin 1864, la description d'un moteur électromagnétique fort intéressant; cette description a été reproduite dans le tome X de la première série de ce Journal, p. 461.

La description publiée dans le *Nuovo Cimento* n'attira pas l'attention à cette époque, et pas plus en Italie qu'ailleurs on ne

songea à utiliser le principe en vue d'une production industrielle de l'électricité (¹).

Machines Gramme.

En 1869, M. Gramme réinventa l'anneau de M. Pacinotti, en partant de considérations toutes différentes; il se proposait d'utiliser les courants se produisant dans une hélice que l'on fait mouvoir parallèlement à la longueur d'un aimant qui en occupe l'axe, courants qui restent de même sens tant qu'on n'atteint pas une des lignes neutres de l'aimant. La suppression des parties saillantes de l'anneau Pacinotti, par suite le remplissage presque complet du champ magnétique par le fil conducteur, la substitution d'un faisceau de fil de fer à l'anneau de fer doux, puis l'introduction du collecteur, formé de secteurs épais de cuivre séparés par un isolant et groupés en un cylindre solide sur lequel s'appuie une paire de balais, enfin la disposition éminemment pratique des électro-aimants, devenus partie intégrante du bâti de la machine, sont autant de traits distinctifs de la machine Gramme; le collecteur et le bâti transformés en électro-aimants à points conséquent sont de tels avantages pratiques, que toutes les machines à courant continu les ont empruntés (sauf toutefois la machine Brush, dont le collecteur est un simple redresseur de courants). A partir de ce mo-

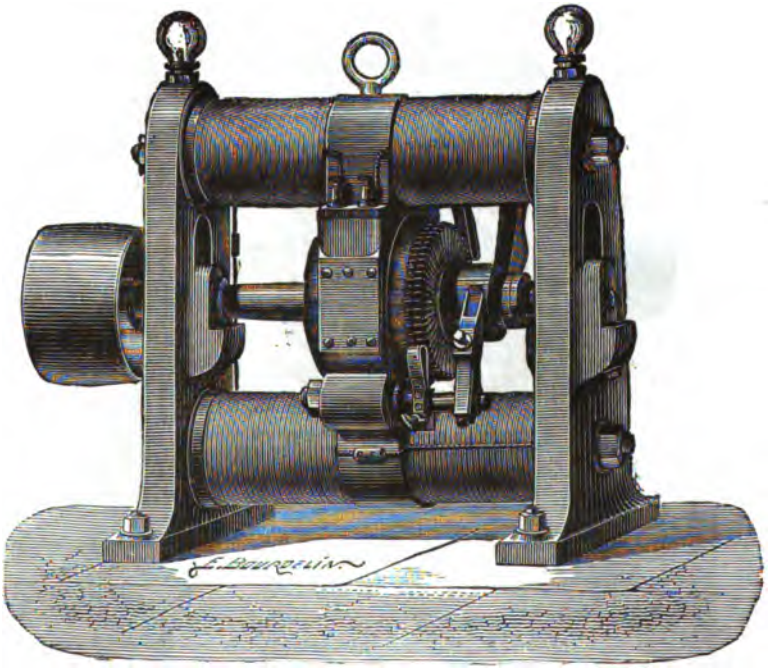
---

(¹) Indépendamment de la machine décrite dans le *Nuovo Cimento*, M. Pacinotti a exposé deux autres modèles, l'un très analogue à la machine Siemens, l'autre d'un enroulement nouveau. Supposons qu'un fil parte du centre d'une circonférence, en suivant un rayon, puis, arrivé à la circonférence, la suive sur près de 180°, retourne au centre, le dépasse de la longueur du rayon, suive de nouveau la circonférence sur près de 180° et ainsi de suite, de manière à former une série de D disposés un peu en avance les uns sur les autres. Lorsque la barre verticale du D a tourné de 360°, on soude les deux extrémités libres; on obtient ainsi un conducteur fermé sur lui-même, qui peut être divisé en segments dont les extrémités sont rattachées aux touches d'un collecteur, dont les parties diamétralement opposées serviront de prises de courants; la rotation d'un pareil disque en face des pôles épanouis d'un électro-aimant en fer à cheval, ou mieux entre les pôles de deux électro-aimants opposés, produit un courant assez fort : M. Pacinotti indique qu'avec une dépense d'environ 1 cheval il a obtenu un petit arc et fait rougir un fil de fer de $0^{mm},6$ de diamètre et $0^{m},25$ de long. Cette disposition permet de remplir complètement le champ de fil, mais n'utilise que les portions radiales de celui-ci, et encore les parties voisines du centre ont-elles peu d'effet.

ment l'usage des machines dynamo-électriques se répandit rapidement.

La Société Gramme exposait, à titre de document historique, les diverses formes données à cette machine depuis la machine présentée en 1869 à l'Académie des Sciences, et qui pouvait être excitée soit par des aimants permanents, soit par des électro-aimants, jusqu'au type si connu aujourd'hui et si répandu sous le nom de *type d'atelier,* figuré ci-dessous (*fig.* 1).

Fig. 1.



Machine Gramme normale pour la lumière.

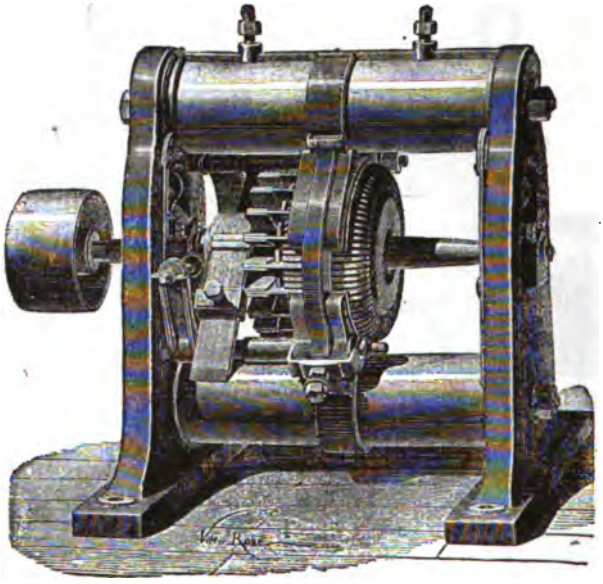
M. Breguet a rendu populaire une machine Gramme, de laboratoire, à aimant permanent Jamin, avec laquelle un homme produit aisément une force électromotrice de 12 à 15 volts environ à la vitesse normale.

Dans d'autres types, et spécialement dans ceux des machines destinées à la transmission de la force, M. Gramme établit quatre champs magnétiques, de polarités alternées, au lieu de deux autour

de l'anneau : il faut alors quatre balais ; tout le système est renfermé dans un bâti de fonte de forme octogonale ; la machine est compacte et les organes délicats protégés.

Les premières machines industrielles de M. Gramme avaient été utilisées dans les ateliers de MM. Christofle et Cie, pour l'argenture, dès 1872 ; depuis cette époque les piles ont été supprimées, et un dépôt de 600gr d'argent à l'heure, pour $\frac{2}{3}$ de cheval, est obtenu d'une manière courante. Les machines (*fig.* 2) sont pourvues

Fig. 2.



Machine Gramme pour électrochimie, petite échelle.

d'un brise-courant qui ouvre le circuit dès que l'intensité du courant tombe au-dessous d'une certaine valeur ; celui-ci ne peut donc se renverser, ni induire dans les électro-aimants un magnétisme inverse, dont le résidu suffirait pour déterminer le renversement du courant, dans le cas d'arrêt suivi de remise en marche de la machine motrice : l'effet de la polarisation des électrodes est ainsi annulé.

M. Gramme a été plus loin encore et a construit pour la *Nord-Deutsche Affinerie,* à Hambourg, pour MM. Œschger et Mesdach,

être transformés en machines industrielles, n'étaient exposés qu'à titre d'essai.

Machines diverses.

Les deux types Gramme, Siemens ont été modifiés par un grand nombre de constructeurs; ce sont ces modifications qui vont être décrites.

Il a été exposé au nom de M. Edison un ensemble complet d'éclairage électrique, comprenant le moteur à vapeur, la machine dynamo-électrique, la distribution et enfin les lampes décrites dans ce Journal (p. 129 de ce Volume).

Le moteur est une machine à simple effet qui a marché à une vitesse atteignant 375 tours par minute, dont l'arbre est attelé sur l'axe même de la bobine induite (*fig.* 5); un régulateur à ressorts agit sur l'excentrique commandant l'échappement, en modifiant son calage suivant que la machine s'accélère ou se ralentit; l'ouverture du régulateur reste fixe pour une vitesse déterminée de la machine, qui doit être réglée d'après le nombre des lampes à entretenir.

La machine dynamo-électrique peut être considérée comme une machine du type Von Hefner-Alteneck à courants continus, mais ses dimensions et quelques détails de construction l'en différencient nettement.

La bobine induite est formée de 138 barres de cuivre disposées régulièrement suivant les génératrices d'un cylindre de $0^m,67$ de diamètre, renfermant l'armature de fer doux; mais aux bouts de fil inutiles à la production de l'électricité, qui forment les deux parties hémisphériques de la bobine allemande, M. Edison a substitué des disques très minces de cuivre, qui sont empilés sur les bases du cylindre de $1^m,20$ de longueur dont il vient d'être parlé; ces disques sont isolés les uns des autres par des feuilles de mica et réunissent l'extrémité d'une barre à celle presque diamétralement opposée qui lui succède dans le circuit; le même isolant sépare ces barres de l'armature interne. Le commutateur, semblable aux commutateurs Gramme ordinaires, porte 69 segments; le courant est pris par des balais en fil de cuivre.

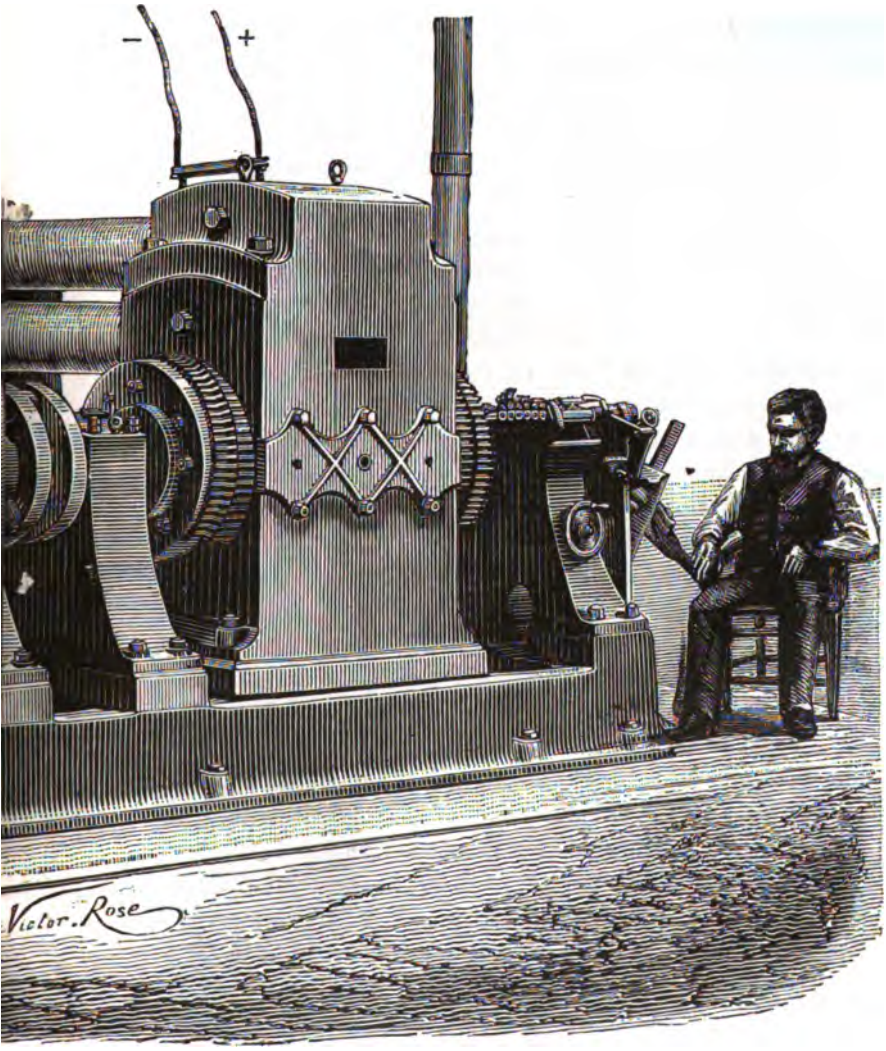
Les électro-aimants inducteurs et leurs pôles épanouis sont pro-

portionnés à la grandeur de l'induit. Ces pôles sont au nombre de deux; sur la masse du pôle supérieur sont implantés, horizontale-

ment et perpendiculairement à l'axe de la machine, cinq cylindres de fer portant les spirales magnétisantes; le pôle inférieur, relié magnétiquement au bâti de la machine, porte trois cylindres sem-

blables, et les extrémités opposées aux pôles de ces huit cylindres sont fixées à une culasse commune.

5.



Ces électro-aimants sont placés en dérivation sur le courant principal et forment deux circuits de quatre électro-aimants assemblés en série; la résistance de chacun d'eux est de $3^{ohms},35$, ce qui

correspond pour leur ensemble, étant donné le mode d'accouplement, une résistance de $6^{ohms},7$, tandis que le circuit induit a une résistance de $0^{ohms},009$; de plus on peut introduire, au moyen d'un rhéostat, une résistance extérieure dans le circuit des électro-aimants; on peut ainsi régler le magnétisme de l'inducteur, sans augmenter d'une manière appréciable la résistance du circuit général.

Le courant produit est lancé dans deux conducteurs de très grande section, entre le potentiel desquels règne une différence très sensiblement constante et égale à la force électromotrice de la machine; on peut imaginer que chaque lampe soit placée dans un circuit aboutissant aux deux bornes de la machine; les lampes étant sensiblement identiques, si ces circuits sont également résistants, l'intensité du courant sera la même dans chaque lampe. On réalise très sensiblement cette condition en donnant aux groupes de deux conducteurs sur lesquels doivent s'embrancher les lampes une section proportionnelle à leur longueur et au nombre de lampes à desservir, chaque lampe ayant une résistance de 140 ohms, considérable par rapport à celle du circuit proprement dit.

Dans les conditions où les lampes se trouvaient placées, une différence de potentiel de 106 volts en moyenne aux deux bornes y occasionnait un courant de $0^{amp},76$ et donnait une lumière estimée à 16 candles, soit une carcel type et demi environ, en consommant un travail de $\frac{1}{10}$ de cheval. La différence de potentiel aux deux bornes de la machine était de 110 volts. La machine motrice demandait, dit-on, 125 chevaux de force pour alimenter 1000 lampes et produire, par conséquent, avec cette force électromotrice, un courant de 760 ampères, dont l'intensité justifie la grande section des barres constituant l'anneau induit.

La marche de la machine est réglée par un homme qui observe une lampe au photomètre et fait modifier en conséquence l'ouverture du régulateur, ou la résistance de l'inducteur, suivant les circonstances.

A côté de cette puissante machine, M. Edison en exposait une autre, dont voici les éléments principaux et qui est dite de 52 volts, et destinée à entretenir des lampes petit modèle équivalant à 1 carcel. Les électro-aimants sont ici verticaux; l'armature a 150 barres, d'où 75 touches au commutateur; la résistance de l'induit était

Fig. 3.

Grande machine à galvanoplastie employée par Wohlnell, de Hambourg.

en France, des machines destinées à l'affinage du cuivre ; dans cette opération le cuivre impur est plongé dans un bain de sulfate de cuivre, et le courant le transporte au pôle négatif; la polarisation de ces bains, causée uniquement par les impuretés du cuivre, est très faible : une très faible force électromotrice suffit donc, mais il est important que la résistance soit excessivement faible; l'anneau induit se compose de 40 segments, divisés en 2 séries correspondant à deux commutateurs, situés de part et d'autre de l'anneau. Chacun de ces segments se compose de deux spires, formées de sept bandes de cuivre, de $0^{m},010$ de largeur et de $0^{m},0028$ d'épaisseur. La résistance de l'anneau est de 4 dix-millièmes de ohm, ou de 1 dix-millième, suivant que ces deux moitiés sont associées en série ou en quantité; celle des feuilles de cuivre qui entourent les noyaux de fer doux des électro-aimants est de 11 dix-millièmes de ohm, ou de 2,8, suivant leur mode d'association ; les quatre balais de la machine ont chacun une surface de contact de $0^{mq},0024$; le poids du cuivre de la machine est de 735^{kg}, et le poids total 3500; la force électromotrice est de 4 ou de 8 volts, suivant l'accouplement, avec une vitesse de 500 tours par minute (diamètre de l'anneau : $0^{m},365$).

Machines Siemens.

La maison Siemens ne pouvait rester à l'écart du grand mouvement qui suivit l'apparition de la machine Gramme. Son éminent ngénieur, M. von Hefner-Alteneck, produisait en 1873 une machine dont l'induit est formé d'une carcasse cylindrique en fer, enveloppée extérieurement de fils de cuivre, en forme de pelote allongée; toutes les parties du fil parallèles à l'axe sont directement soumises à l'action des pôles magnétiques; ce fil est divisé en segments dont les extrémités sont reliées à des plaques formant secteurs d'un disque circulaire, normal à l'axe, sur lequel appuient deux petits galets qui prennent le courant; à l'intérieur de la carcasse mobile se trouvait un cylindre de fer doux; cette carcasse était maintenue à ses deux extrémités par deux disques portant en leur centre des portées creuses frottant sur axe fixe; à l'un des disques était fixée une poulie transmettant le mouvement. Les électro-aimants, disposés de part et d'autre de la machine, ont leurs

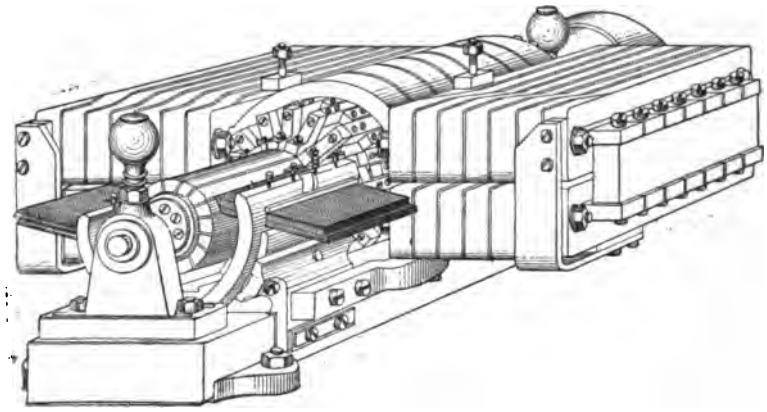
pôles de même nom reliés par des barres méplates de fer forgé, courbées en arc de cercle, embrassant de près, sur les $\frac{2}{3}$ de sa circonférence et sur toute sa longueur, la surface cylindrique de la pelote de fil de cuivre. Avec cette disposition, la pelote tourne successivement dans deux champs magnétiques d'une grande intensité, constitués chacun par les armatures de fer des électro-aimants et la partie voisine du cylindre de fer doux qui prend une polarité opposée à celle de l'armature; mais on ne tarda pas à reconnaître : 1° que la complication introduite par l'immobilité du cylindre intérieur n'était pas compensée par l'avantage théorique de laisser immobile le fer chargé de magnétisme; que d'ailleurs cette pièce était le siège de courants d'induction fort nuisibles; 2° que le mode de collection par galets roulant sur les secteurs était inférieur de beaucoup au collecteur Gramme. M. von Hefner-Alteneck solidarisa alors le fer doux intérieur avec la pelote, puis employa le collecteur Gramme et le mode d'attache des extrémités de chaque segment à la touche correspondante du collecteur; l'enroulement du fil reste donc la disposition caractéristique de ces machines : c'est celui qui sera désigné sous le nom d'*enroulement Siemens;* la disposition des quatre barres d'électro-aimants réunies des deux côtés de la pelote par des barres de fer méplat et courbées donne un air de famille à toutes les machines de puissance différente construites par les maisons Siemens et Halske, de Berlin, Siemens brothers, de Londres, et Siemens frères, de Paris.

Là aussi nous rencontrons, à côté des machines destinées à la transmission de la force, à fil fin et grande résistance, *à haute tension,* des machines de *quantité* où le circuit induit a une section de $0^{mq},0013$ et une résistance de 7 dix-millièmes d'ohm; chacune de ces machines, employées dans les usines d'Oker (Communion Hüttenant) à l'affinage du cuivre, traite par jour (dans douze bains) 300^{kg} de métal (*fig.* 4).

Les machines Gramme et Siemens constituent d'excellents types, déjà entrés largement dans la pratique industrielle, mais ce ne sont pas des machines théoriquement parfaites, et il n'est pas interdit d'espérer des résultats meilleurs encore; l'exposition de la maison Siemens et Halske montrait à titre d'essai deux machines d'un genre absolument nouveau, dues au docteur Werner Siemens.

Dans la machine *unipolaire*, on fait tourner entre un cylindre creux de fer doux, qui constitue le pôle épanoui d'un électro-aimant, et une branche d'un fer à cheval de polarité opposée qui en est l'axe, un cylindre de cuivre, dans lequel se produisent des courants faciles à recueillir par des frotteurs appropriés placés aux deux extrémités du cylindre; mais, même en donnant au pôle la forme d'un tube de $1^m,16$ de long, de $0^m,16$ de diamètre extérieur et de $0^m,9$ de diamètre intérieur, la force électromotrice, avec une vitesse de 7 à 800 tours et un courant excitateur fort intense (jusqu'à 130 ampères), atteignait à peine trois quarts de volt.

Fig. 4.



Dans un autre modèle de machine, le même fil, qui produit l'excitation des aimants inducteurs est en même temps induit par eux; l'aimant est un cylindre creux de fer doux, fendu sur un tiers environ de sa circonférence, et le fil est enroulé parallèlement aux génératrices et suivant le mode Gramme, formant un solénoïde à axe curviligne, dont la section est très allongée suivant la direction de ces génératrices; il est divisé en segments, dont les points de jonction répondent aux touches d'un commutateur. Les cadres qui portent ces segments sont fixes et le cylindre de fer tourne; les faces polaires sont les faces parallèles aux génératrices qui limitent la fente; sa rotation excite dans le fil des courants qui excitent à leur tour son magnétisme.

Ces modèles, qui demanderaient de grandes modifications pour

de $0^{ohms},02$; celle du circuit inducteur, 56 ohms; la résistance des conducteurs étant de $0^{ohms},36$, la vitesse de la machine de 1250 tours par minute, elle doit, en dépensant $11^{ch},11$, alimenter 200 lampes de 70 ohms de résistance, entre les extrémités desquelles doit exister une différence de 52 volts.

D'autres machines américaines ont fonctionné à l'Exposition, sous les noms de *machines Weston et Maxim*. La première est une machine à lumière, dont l'aspect est celui des machines Gramme, pour la disposition de l'électro-aimant à points conséquents, formé par quatre barres horizontales réunies à leurs extrémités par deux culasses et portant en leur milieu les pôles épanouis, tandis que la bobine induite porte l'enroulement Siemens. Les lames du collecteur sont légèrement obliques, avec calage mobile. Les pôles épanouis sont refendus perpendiculairement à l'axe de la machine et présentent ainsi une série de languettes; l'armature de l'induit se compose d'une série de disques en fer (36) enfilés sur l'axe, découpés en forme de roue dentée à 16 dents, et séparés par des intervalles égaux à leur épaisseur; ces dispositions assurent une ventilation énergique.

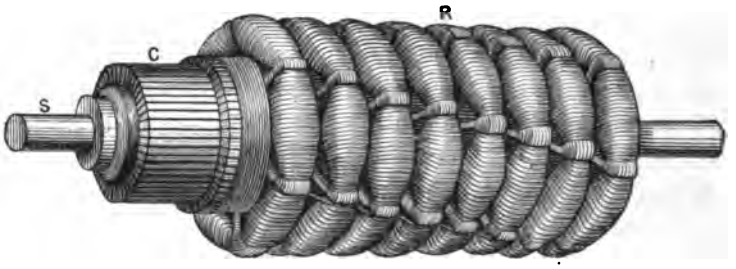
Dans le système Maxim, les machines dynamo-électriques ont l'aspect des machines Siemens, mais l'enroulement est celui de Gramme; à l'Exposition, comme à Londres, une des machines servait d'excitatrice aux autres et portait un régulateur spécial, réglant automatiquement le courant de l'excitatrice (1); dans ce but, un électro-aimant à fil fin, placé en dérivation sur le circuit des lampes, agit sur une armature portant un cliquet à deux dents opposées; ce cliquet reçoit de l'arbre de la machine un mouvement de va-et-vient; il est suspendu entre deux roues dentées qu'il n'actionne pas tant que le courant a sa force normale; si celle-ci augmente ou diminue, le cliquet agit sur l'une ou l'autre des roues dentées et fait alors tourner dans un sens ou dans l'autre le porte-balais, et rapproche ou éloigne les balais des points neutres. Les touches du commutateur sont en forme de V obtus, pour assurer le

(1) Un autre essai de réglage automatique se trouvait représenté à l'Exposition. M. Chameroy a proposé de régler l'intensité du champ magnétique en écartant les armatures de l'anneau induit; celles-ci sont éloignées par un électro-aimant puissant traversé par le courant général.

contact sur deux touches au moins. Ce régulateur est complété par un électro-aimant de sûreté, au moyen duquel on place immédiatement en dérivation l'inducteur de la machine excitatrice quand le courant général dépasse une certaine limite.

M. Burgin a modifié l'anneau de la machine Gramme, en distribuant le fil induit sur une série d'anneaux parallèles entre eux et montés sur le même axe (*fig.* 6); on peut dès lors, avec un même

Fig. 6.



diamètre, augmenter la longueur du fil induit, tout en diminuant le nombre des couches qui composent chaque anneau ; le système devient plus facile à refroidir; chaque anneau consiste en un cadre hexagonal de fil de fer, sur les côtés duquel s'enroule le fil induit, tandis que les sommets sont à découvert, le contour extérieur étant approximativement circulaire. L'espace paraît moins bien utilisé que dans la machine Gramme, et la grande étendue angulaire de chaque segment n'est pas un avantage.

Dans la machine exposée, il n'y avait que 5 couches de fil au milieu des côtés des 8 anneaux; les 48 segments ainsi obtenus ont leurs extrémités réunies comme dans la machine Gramme; chaque anneau est calé en avance de $\frac{1}{48}$ de tour sur le précédent, et le fil, après avoir contourné un côté du premier anneau, passe au second, puis au troisième, et ainsi de suite jusqu'au huitième, avant d'entourer le second segment du premier anneau; chacun des 48 segments a sa lame dans le commutateur, pour lequel M. Crompton, qui emploie la machine Burgin en Angleterre (notamment à la gare de King's Cross), fait usage de bronze phosphoreux.

L'armature de l'anneau pèse 11^{kg}, représentant 720^{m} de fil de $1^{mm},5$ de diamètre, ou une résistance intérieure de $1^{ohm},6$. La vitesse variant de 1500 à 1600 tours, la force électromotrice

varie de 195 à 206 volts. La vitesse de 1600 tours correspond à une vitesse linéaire de 12^{m} par seconde. Les électro-aimants sont venus de fonte avec leur culasse; les pôles épanouis ont $0^{m},5$ d'épaisseur; le fil inducteur, de $3^{mm},5$ de diamètre, pèse 60^{kg} et sa résistance est de $1^{ohm},2$; il sont excités par une machine spéciale, ou mis dans le circuit de l'anneau induit sans dérivation.

D'après des expériences faites par M. Hagenbach, cette machine, tournant à 1675 tours par minute, aurait donné, avec 3 lampes à arc dans le circuit, un courant de $20^{amp},5$, la lampe équivalant à 2720 bougies (¹) dans une expérience, à 4206 dans une autre, et les intensités étant prises horizontalement, avec un travail de $1^{ch},65$ à $1^{ch},84$ par lampe, mesuré au dynamomètre de transmission. Dans l'installation de King's Cross, les 5 générateurs Burgin sont excités par 2 machines Gramme produisant un courant de 12^{amp}, et la force motrice employée est de 29 chevaux.

Dans ces conditions, et avec la vitesse de 1500 tours, la force électromotrice est suffisante pour entretenir trois arcs sur chaque circuit.

M. Crompton estime que les 29 chevaux sont répartis ainsi : 18 chevaux pour 4 circuits de 3 lampes en série; 6 pour un circuit de 2 lampes plus fortes, et $1\frac{1}{4}$ pour 5 lampes Swan; le reste, soit $3\frac{1}{4}$, serait pris par les transmissions et l'excitatrice.

On a reproché à l'anneau type de la machine de Gramme d'être inutile à la production de l'électricité dans toute sa partie interne. Deux solutions ont été proposées pour remédier à cet inconvénient : l'une, par M. le professeur Golfarelli, consiste à changer la forme des masses appliquées aux extrémités de la bobine inductrice; on y ajoute une saillie embrassant l'anneau et dirigée vers l'axe de la machine; l'anneau est ainsi plus complètement enveloppé par les pôles épanouis qui agissent sur les côtés, mais il n'est pas certain que le magnétisme de l'anneau de fer doux, qui est toujours complètement utilisé dans la machine Gramme, en soit augmenté.

L'autre disposition adoptée par M. Jurgensen, de Copenhague, sur les conseils de M. le professeur Lorentz, consiste

(¹) Il s'agit de la bougie de paraffine, type allemand, dont 9,6 valent la lampe Carcel normale.

à placer à l'intérieur de l'anneau Gramme, très allongé dans le sens de l'axe du cylindre, un puissant électro-aimant fixe, placé dans le même circuit que l'électro-aimant extérieur.

Sans aller aussi loin, nous devons rappeler que le Dr Werner Siemens avait tenté de rendre également fixe la masse de fer doux qu'entoure la bobine de ses machines pour se mettre à l'abri de la production de chaleur résultant d'un changement fréquent dans le sens de l'aimantation, mais avait dû y renoncer, la complication mécanique n'étant pas compensée par l'accroissement de rendement. L'accroissement du champ magnétique dans lequel se meut l'anneau Jurgensen (formé de 24 anneaux de fer doux séparés par les isolants) n'est pas douteux, à courant égal parcourant les inducteurs. Dans le type exposé, la résistance de l'induit était de $\frac{1}{4}$ d'ohm, et celle des électro-aimants de $\frac{1}{5}$; l'anneau induit porte 450^m de fil de $0^m,0035$, et les électro-aimants, 350^m de fil de $0^m,005$.

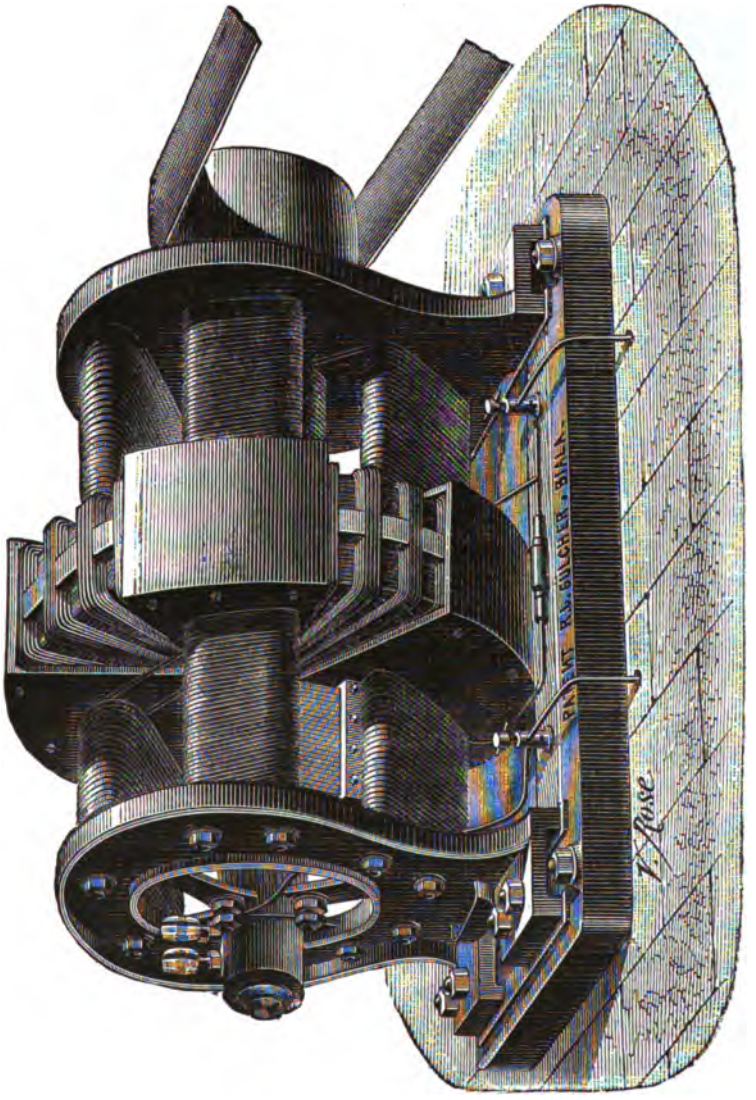
Le cylindre creux, formé de l'assemblage des anneaux de fer doux et du fil enroulé, est fixé à ses deux extrémités à deux disques, dont l'un est monté sur l'arbre de la machine, tandis que l'autre, percé en son centre, laisse passer l'axe du noyau de fer doux de l'électro-aimant, et tourne dans un coussinet porté par le bâti. Ces disques sont percés d'ouvertures assurant la libre circulation de l'air. Les difficultés de construction que présente cette machine ont paru très heureusement surmontées; l'augmentation de *puissance* à vitesse égale, évidente *a priori*, puisque le magnétisme du fer doux de l'anneau est plus grand, a été vérifiée par l'expérience.

La machine exposée était la seconde construite sur ce modèle; celui-ci n'a donc pas subi l'épreuve de la pratique.

Nous devons encore citer la machine Gülcher; quatre électro-aimants excitateurs sont en jeu, disposés en deux circuits égaux, formant dérivation sur le circuit général de la machine, chaque électro-aimant étant parcouru par la moitié du courant total; l'anneau est très allongé dans le sens du rayon et forme plutôt un disque percé; les pôles des électro-aimants sont disposés des deux côtés du disque et réunis par une pièce en forme d'U, de sorte qu'une faible longueur (seulement égale dans sa région centrale à l'épaisseur du disque) est seule en dehors du champ magnétique

intense formé par l'anneau cunéiforme et les électro-aimants. L'enroulement est nécessairement discontinu sur la surface externe

Fig. 7.

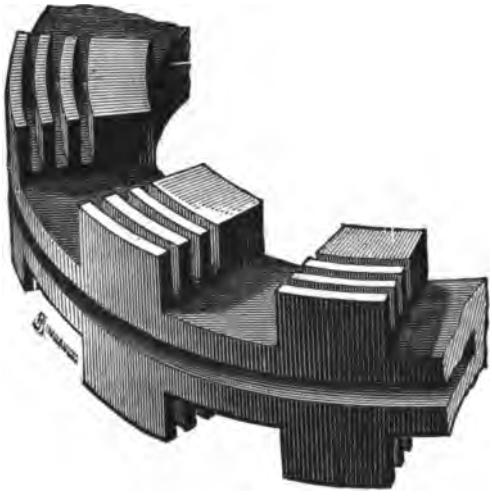


du disque, et les segments sont maintenus séparés par de petites cales en bois, comme dans l'anneau Pacinotti.

La résistance de cette machine (qui a quatre balais) est indiquée de $0^{ohm},127$; d'après le constructeur, en tournant à la vitesse de 650 tours par minute, et en consommant un travail de 10 chevaux on obtiendrait une lumière de 6000 bougies (?).

A l'Exposition, cette machine faisait fonctionner douze régulateurs Gülcher, donnant un très petit arc, et placés tous en dérivation; la distribution était telle que les courants envoyés dans les divers régulateurs étaient rigoureusement égaux : à cet effet, le fil partant de la borne positive ayant une section de 12, par exemple, se divise en arrivant à la première lampe; un fil de section 1 l'en sépare, le fil de section 2 va à la deuxième lampe, où

Fig. 8.



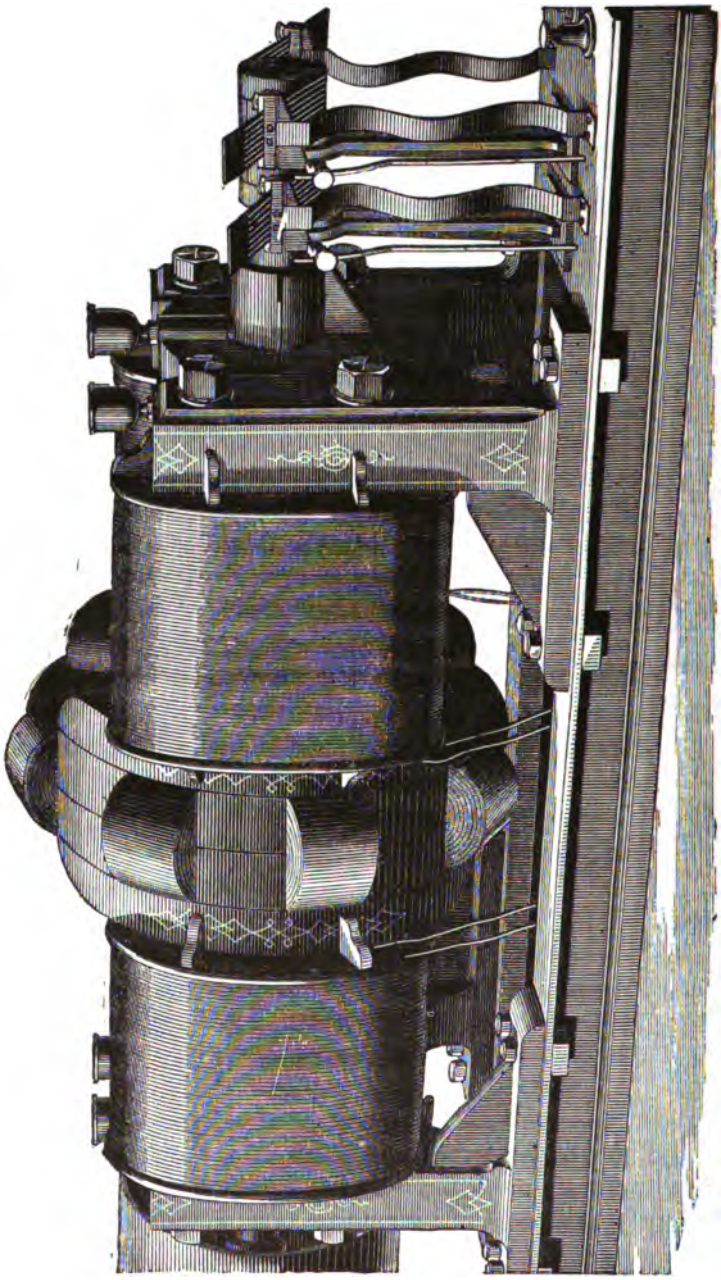
il laisse de même un fil de section 1 qui le traverse, et va rejoindre le fil de la première. Après avoir traversé la douzième lampe, le fil, réduit à la section 1, reprend successivement les fils qui sortent des autres lampes, et sa section devient 2, 3, 4 et enfin 12; cela revient à placer chaque lampe dans un circuit de section 1, aboutissant directement aux deux bornes.

La machine Brush (*fig.* 9) constitue un type tout à fait spécial; l'aspect extérieur de l'anneau se rapproche du type Pacinoti, encore est-il bien moins couvert. L'anneau (*fig.* 8) est en fonte, profondément excavé par une rainure normale à l'axe, découpé dans le sens du

rayon par huit encoches destinées à loger les bobines, et les saillants qui séparent ces encoches sont à leur tour excavés de profonds sillons concentriques. Les deux faces de l'anneau sont dressées avec soin, et le fil induit est enroulé dans ces encoches, chaque spire étant composée de deux parties rectilignes dirigées suivant le rayon, et de deux demi-cercles qui les réunissent; l'ensemble des parties rectilignes remplit les encoches et affleure exactement des deux côtés de l'anneau le plan suivant lequel celui-ci a été dressé; l'anneau tourne entre les pôles des deux paires d'électro-aimants latéraux à pôles épanouis et à surface plane; mais le mode d'assemblage est tout à fait spécial; les bobines diamétralement opposées sont réunies par leurs extrémités internes et leurs extrémités externes traversent l'arbre de la machine et viennent aboutir aux deux segments d'un commutateur. Chaque paire de bobines, tournant devant les électro-aimants, constitue une machine à courants alternatifs, le sens du courant changeant lorsque l'une des bobines quitte le champ placé entre deux pôles nord pour arriver dans la région influencée par les deux pôles sud de l'autre paire d'électro-aimants, et ces courants alternatifs sont redressés par le commutateur, où ils sont pris par des balais à bande de cuivre communiquant avec les bornes. Ce commutateur porte en outre deux petits segments isolés des autres et diamétralement opposés; lorsque les balais portent sur ces segments, détachés en quelque sorte du commutateur, la paire de bobines correspondante est isolée; à ce moment elle doit être dans la région voisine du point où le courant se renverse et la force électromotrice qu'elle engendre nulle ou très faible.

Il y a autant de commutateurs que de paires de bobines, mais les balais portent à la fois sur les commutateurs des deux paires à angle droit, et si le nombre des bobines croît au-dessus de huit, comme dans la machine à 40 lumières, qui en a 12, les balais porteront à la fois sur 3 commutateurs. Désignons pour un instant par les chiffres 1 et 2 les supports communiquant avec les deux balais de la première paire, par 3 et 4 ceux qui communiquent avec la seconde, le trajet du courant sera celui-ci : de 1 par le circuit extérieur à 4, par deux ou trois bobines à la borne 3, par les électro-aimants à la borne 2, et par les dernières bobines à la borne 1; les aimants peuvent être shuntés en introduisant entre

Fig. 9.



les bornes 2 et 3 un rhéostat automatique, qui limite le courant dans les aimants (le nombre de tours de la machine étant fixé par le régulateur du moteur à vapeur, le courant induit est par là même réglé à une intensité constante); ainsi les électro-aimants sont en tension dans le circuit, et les bobines réparties dans deux dérivations; il importe d'empêcher des courants dérivés de passer d'une paire de bobines dans l'autre, comme cela arriverait si les forces électromotrices de ces paires, associées en dérivation, étaient différentes tandis que leurs extrémités sont au même potentiel; la mise hors circuit de l'une d'elles est donc nécessaire, quand une paire a une force électromotrice presque nulle et que l'autre est à son maximum. Le régulateur auquel il a été fait allusion est un rhéostat composé de prismes de charbon superposés et qu'un électro-aimant puissant comprime d'autant plus qu'il est plus énergique, ou que le courant général est plus fort; un accroissement de ce dernier diminue donc la résistance du shunt 2, 3, et par suite l'intensité du courant des inducteurs.

Ce type de machines développe des forces électromotrices inusitées jusqu'ici pour les courants continus et peut alimenter un grand nombre de lampes sur un seul circuit, en même temps que supporter des résistances considérables; ainsi une machine a alimenté 40 lampes sur un circuit de 80^{ohms} équivalant à 32^{km} de câble de fil de cuivre à sept brins; lors des essais d'éclairage à l'Opéra, cette machine produisait une force électromotrice supérieure à 2000 volts, avec une vitesse de 700 tours environ.

Machines dérivées du principe de Clarke.

La Société Lyonnaise de constructions mécaniques et de lumière électrique expose la machine à courants continus que M. Lontin a imaginée pour l'excitation de ses machines à courants alternatifs. L'induit est composé de bobines dont les noyaux sont implantés comme des rayons autour d'un disque en fer; ces noyaux sont légèrement coniques, leur base la plus large étant à l'extérieur, afin de s'opposer à la tendance des hélices à être projetées par la force centrifuge : ces hélices sont toutes réunies en série, et tout le système tourne entre les pôles d'un électro-aimant, monté en série sur le circuit; on peut associer autant de disques porte-

pignons qu'on le juge utile. Le collecteur est semblable à celui de Gramme; les balais sont remplacés par des prismes en alliage métallique dit *antifriction*, qu'un poids presse contre le collecteur; il est nécessaire qu'un filet d'eau tombe sur les parties frottantes pour éviter l'échauffement et entraîner les parcelles d'alliage. Les pôles des électro-aimants sont munis de pièces mobiles que l'on peut rapprocher ou éloigner de la circonférence décrite par les noyaux des bobines induites pour régler l'intensité du courant. Dans son ensemble, cette machine, dont la ligne neutre passe par les pôles des électro-aimants, doit être rapprochée de la machine construite par M. Niaudet en 1872, et de la machine de Clarke; on peut dire que c'est une machine de Clarke, dans laquelle le nombre des bobines est multiplié; chaque bobine n'est activée réellement que pendant un temps très court et est tout le temps résistante; étant admis le principe de la machine, il y aurait tout avantage, sans augmenter le poids de la partie mobile, à augmenter le nombre des aimants et des prises du courant.

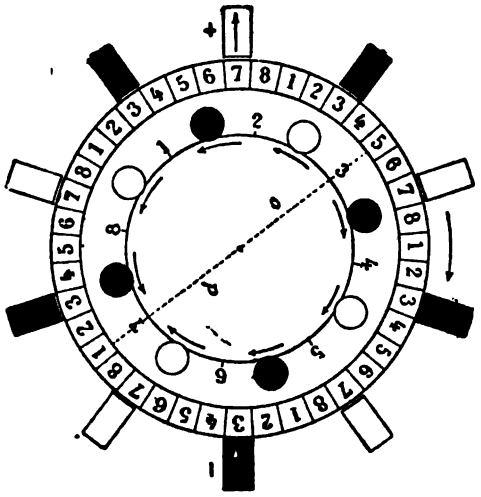
Sur le même principe, M. Cance a construit une machine où il a évité avec soin les courants d'induction, dits de Foucault, et amélioré les conditions magnétiques en substituant aux noyaux pleins des groupes de fil de fer; la machine est disposée de manière à réduire au minimum la distance des pôles inducteurs et induits.

Dans sa nouvelle machine à courants continus exposée par MM. Siemens et Halske, M. von Hefner Alteneck a cherché à tirer parti de tous les courants qu'il était possible de produire en multipliant le nombre des électro-aimants inducteurs, et il a renoncé complètement, comme dans sa machine à courants alternatifs, aux noyaux de fer doux dont les désaimantations rapides introduisent toujours des perturbations et des pertes de travail correspondant à leur échauffement.

L'aspect extérieur est le même que celui de la machine à courants alternatifs, mais le nombre des bobines est différent de celui des champs magnétiques; le diagramme ci-dessous s'applique à une machine à 8 bobines et 10 champs. Les cercles noirs et blancs indiquent, pour les bobines des enroulements opposés, pour les aimants des champs opposés; pour la clarté de la figure, on a placé sur deux cercles concentriques, au lieu d'un cercle unique,

les axes des champs et des bobines. Lorsque deux bobines situées aux extrémités d'un même diamètre arrivent sur le diamètre de deux champs opposés, les six autres bobines sont dans des positions différentes : le maximum d'intensité se produit successivement et non simultanément dans chaque paire. Le fil qui entoure les bobines forme un circuit continu, fermé sur lui-même, et passe en sens inverse sur deux bobines consécutives, de sorte que les courants excités dans ces bobines s'ajoutent lorsqu'elles s'approchent de champs magnétiques inverses.

Fig. 10.



Le commutateur, qui a la forme du commutateur Gramme, comprend 40 lames isolées les unes des autres et de l'axe; elles sont réparties en 8 groupes de 5, comme l'indique le diagramme; toutes les lames du même groupe, portant le même numéro, sont reliées entre elles et au point de jonction de deux bobines consécutives par des pièces métalliques; des balais ou ressorts collecteurs recueillent le courant en deux points diamétralement opposés.

Quelle que soit la position du système mobile des bobines et du commutateur, il existe toujours un diamètre *op*, tel que d'un côté toutes les bobines s'approchent d'un champ de même couleur qu'elles et sont le siège de forces électromotrices de même sens, tandis que de l'autre côté elles s'éloignent des champs de même

couleur et sont le siège de forces électromotrices de sens opposé; la ligne 3-7 est donc une véritable ligne neutre, comme celle des machines Pacinotti et Gramme; elle est seulement mobile dans l'espace, mais les communications sont telles que le point de jonction des bobines qui est le plus proche de cette ligne neutre est en connexion avec le collecteur.

En supprimant le fer doux dans les bobines induites, M. von Hefner-Alteneck a eu en vue de supprimer la perte d'énergie résultant des inversions multipliées du magnétisme, auxquelles auraient été soumis les noyaux dans sa machine; mais il a en même temps diminué dans un rapport considérable la force électromotrice que produit une longueur donnée de fil : pour obtenir la même intensité, il faut donc des machines plus volumineuses et plus lourdes, d'où un accroissement de résistances passives, qui compense l'avantage théorique résultant de la suppression du fer.

Dans les limites pratiques de vitesse, la suppression du fer ne paraît pas économique dans les machines à courants alternatifs; d'après les résultats donnés par l'auteur lui-même, il semble en être ainsi pour la machine à courants continus; la machine alimentant 4 foyers de 700 bougies (lumière horizontale) consommerait 7 chevaux-vapeur.

C'est encore à ce groupe que l'on doit joindre la machine actuelle de M. Wilde, lorsqu'elle est munie d'un redresseur de courants, et telle qu'elle est employée comme excitatrice par la Compagnie *l'Alliance;* on doit seulement mentionner dans ce redresseur de courant la forme ondulée donnée à la ligne de séparation des segments, d'où résulte que, pendant une courte période et dans le voisinage de la ligne neutre, la bobine induite se trouve en court circuit, comme l'électro-aimant qu'elle doit exciter. M. Wilde, en imaginant cette disposition, a insisté sur les avantages qu'elle présenterait pour l'excitation des électro-aimants.

Considérations générales.

Dans les machines qui viennent d'être passées en revue, le travail transmis est employé : 1° à vaincre les résistances passives, frottements sur les axes; 2° à la production de courants. La première partie n'est qu'une faible fraction, probablement un vingtième

au plus du travail dépensé. Quant aux courants produits, ils ne sont pas tous utilisés; les pièces métalliques en mouvement dans le champ magnétique intense de ces machines sont le siège de courants d'induction analogues à ceux qui se développent dans la célèbre expérience de Foucault. On diminue leur effet nuisible en choisissant convenablement la forme des pièces mobiles; on y parvient dans les machines Gramme et Siemens en employant pour former le noyau intérieur de l'armature un faisceau de fils de fer isolés; dans la machine Brush, malgré les rainures et sillons de l'anneau de fonte, l'effet nuisible de ces courants est très marqué : la nature du métal employé, fonte au lieu de fer doux, augmente notablement l'énergie consommée dans les aimantations et désaimantations de cet anneau. Ces considérations théoriques ont été justifiées par l'expérience; en mesurant d'une part le travail transmis à la machine, en calculant de l'autre, par la formule de Joule, l'énergie consommée par le passage du courant dans le circuit total, on est arrivé à des rendements dépassant 90 pour 100 pour les types Gramme et Siemens, inférieurs à 80 pour 100 pour les machines Brush.

Ces chiffres sont probablement inférieurs à la vérité, car les résistances des circuits et des machines ont été mesurées à froid, et sont, par conséquent, inférieures aux résistances réelles en marche.

Mais cette perte n'est qu'une partie de la différence entre le travail utilisable et le travail dépensé. On peut considérer comme rendement de la machine le rapport entre la force électromotrice E disponible en marche aux deux bornes, et la force électromotrice totale : la différence de ces deux quantités est le produit RI de l'intensité du courant par la résistance du fil entrant dans la construction de la machine. Dans des expériences faites sur divers types de machines, le rapport de RI à $E + RI$ a varié de 0,33 à 0,10, mais suivant une loi régulière; il croît avec l'intensité depuis la valeur 0,10, correspondant à des courants de 9 à 10 ampères, suffisants pour entretenir des foyers de 30 à 40 carcels, jusqu'à 0,33 pour des courants de plus de 100 ampères, destinés aux puissants foyers de phare. Ces résultats ont été obtenus dans le service normal des machines et changeraient notablement si l'on modifiait la vitesse ou le travail qu'on leur demande; il fait ressortir l'incon-

vénient des grandes intensités; on ne pourrait diminuer cette perte qu'à condition d'exagérer et la vitesse et la section des fils, ce qui augmenterait beaucoup le poids et le prix des machines; car il est clair que pour une intensité donnée cette perte est en raison inverse du poids du cuivre enroulé, toutes choses égales d'ailleurs.

M. Siemens a montré que ces grandes intensités, en dehors de l'échauffement des fils, avaient un autre inconvénient, c'est de diminuer le magnétisme utile de l'anneau ou de la carcasse qui porte l'induit; ce fer doux subit, en effet, deux influences, l'une des pôles des électro-aimants inducteurs, l'autre du courant induit lui-même; la première produisant, dans l'anneau Gramme par exemple, une aimantation transversale, la seconde une aimantation longitudinale; le rapport de ces aimantations ou, si l'on aime mieux, la direction des lignes du champ, varie avec l'intensité et se rapproche de la ligne perpendiculaire à la ligne des pôles de l'aimant inducteur, d'où un déplacement de la ligne neutre, et l'obligation de caler les balais plus ou moins obliquement; mais en même temps, et bien avant que l'anneau puisse être considéré comme saturé, les lignes de force sont coupées de plus en plus obliquement par les fils induits sans que l'augmentation de l'intensité compense l'accroissement de l'obliquité; de sorte que le magnétisme utile de l'anneau, après avoir passé par un maximum, diminue ensuite, quand l'intensité du courant augmente. Il est clair qu'une excitation en dérivation ne changerait pas ces conditions fâcheuses, puisque dans l'un et l'autre cas une plus grande dépense est demandée pour l'entretien d'un magnétisme efficace moins intense.

INFLUENCE D'UN MÉTAL SUR LA NATURE DE LA SURFACE D'UN AUTRE MÉTAL PLACÉ A UNE TRÈS PETITE DISTANCE;

PAR M. H. PELLAT.

Si l'on vient à placer deux surfaces métalliques parallèlement l'une à l'autre et à une petite distance (quelques millimètres ou quelques dixièmes de millimètre), on peut constater que chaque

métal a généralement subi une légère altération dans les propriétés de sa couche superficielle, due au voisinage de l'autre métal et dépendant de la nature de ce dernier. Cette altération demande quelques minutes pour se produire, croît avec le temps d'abord, puis tend vers une limite. Quand le métal influençant est écarté, le métal influencé revient petit à petit et spontanément à son état primitif : l'altération produite n'est donc pas permanente.

C'est en mesurant la différence de potentiel qui existe entre les couches électriques qui recouvrent les surfaces de deux métaux au contact que je me suis aperçu de ce phénomène. Cette dernière grandeur ne dépend, comme on le sait, que des propriétés des couches les plus superficielles et est indépendante de la nature des parties profondes. Quand on emploie, pour en effectuer la mesure, une méthode précise, comme celle que j'ai développée précédemment, les moindres altérations physiques ou chimiques de la surface des métaux entraînent un changement dans les nombres, qui présentent, au contraire, une constance remarquable en l'absence de toute altération (¹). Cette méthode constitue ainsi un réactif d'une sensibilité extrême pour déceler les plus légères modifications dans la nature des couches superficielles d'un corps conducteur.

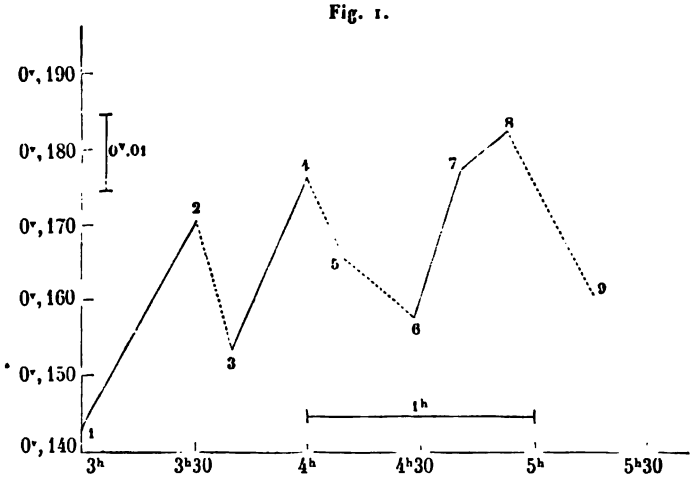
Voici comment les expériences ont été faites. Le métal A, qui doit être soumis à l'expérience, est placé, sous forme d'un plateau, dans l'appareil qui sert à déterminer la différence de potentiel qui existe entre sa surface et celle d'un plateau de laiton doré relié métalliquement au précédent. Ce plateau doré reste dans le même état pendant toute la durée de l'expérience, et, par conséquent, ses propriétés superficielles ne changent pas. Vis-à-vis du métal A, on place parallèlement, et à une distance qui a varié dans les expériences de $0^{mm},1$ à 12^{mm}, une plaque du métal influençant B; on laisse ces métaux en présence quelques minutes, puis, après avoir enlevé le métal influençant B, on mesure la différence de potentiel entre l'or et le métal A. Au bout de quelques minutes, on répète la même mesure, sans avoir mis de métaux dans le voisinage de A pendant l'intervalle; on trouve un second nombre généralement inférieur de quelques centièmes de volt au précédent. On répète

(¹) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. IX, p. 45, et t. X, p. 18.

ainsi les observations, en croisant les expériences, et la mesure qui suit l'influence du métal B donne, pour la plupart des métaux influençants, un nombre toujours un peu plus fort que celui qu'on trouve quand, dans l'intervalle, le métal n'a subi aucune influence. Voici un diagramme représentant une de mes expériences sur l'influence du plomb sur le cuivre.

On a porté en abscisses les temps, et en ordonnées les différences de potentiel entre l'or et le cuivre (diminuées de la constante $0^v,140$);

Fig. 1.



on a rejoint par un trait plein deux observations consécutives dans l'intervalle desquelles le cuivre a été soumis à l'influence d'une plaque de plomb placée environ à $0^{mm},5$ de distance, et par des traits pointillés deux observations dans l'intervalle desquelles le cuivre n'a été soumis à aucune influence. On le voit, toutes les lignes pleines sont ascendantes, toutes les lignes pointillées descendantes (¹).

Parmi les métaux influençants étudiés, le plomb et le fer produisent les effets les plus considérables, le cuivre, l'or et le platine

(¹) L'ensemble des observations 4, 5 et 6 montre que le retour vers l'état primitif est rapide d'abord (de 4 à 5), plus lent ensuite (de 5 à 6); et de même l'ensemble des observations 6, 7 et 8 montre que la vitesse de la modification est plus grande au début (de 6 à 7) que plus tard (7 à 8).

un effet encore très net; le zinc seul parait ne pas modifier la surface placée vis-à-vis de lui, que cette surface soit en zinc, en cuivre ou en or.

Ce que je tiens à faire remarquer, c'est que, si la méthode employée pour étudier ce phénomène repose sur les propriétés électriques des métaux, cette influence d'un métal sur un autre n'est nullement un phénomène électrique. Si c'était un phénomène de ce genre, dû par exemple à une polarisation de l'air qui sépare les plateaux, ou à une pénétration de l'électricité dans ce gaz, ou à toute autre cause électrique, le résultat des mesures dépendrait essentiellement de la différence de potentiel maintenue entre les plateaux A et B pendant qu'ils s'influencent réciproquement. Or j'ai toujours constaté qu'on pouvait faire varier dans des limites considérables (de — 6 à + 6 daniells par exemple) cette différence de potentiel, et que le résultat de la mesure qui suivait n'en était nullement affecté (1). C'est donc une action purement matérielle, puisqu'elle dépend essentiellement de la nature du métal influençant, étant grande avec le plomb, moindre avec le cuivre, nulle avec le zinc (2). Tout se passe comme si les métaux émettaient à la température ordinaire une substance volatile qui, pouvant se déposer à la surface des objets, en modifie chimiquement la nature; si l'influence du métal cesse, ce corps volatil quitte ensuite petit à petit cette surface, ce qui produit lentement le retour à l'état primitif.

Du reste, quelle que soit l'idée qu'on se fasse au sujet de la nature intime de ce phénomène, l'expérience montre que l'influence d'un métal B sur un autre A n'est nullement comparable à celle qui se produirait si l'on appliquait en A une mince couche du métal B à l'état solide. Ainsi la différence de potentiel entre la surface de l'or et celle du zinc soumis préalablement à l'influence du cuivre est un peu plus grande que si le zinc n'avait pas été soumis à cette influence; tandis que, si la surface du zinc avait été cuivrée, cette

---

(1) Au moment de la mesure, on enlève le plateau influençant B, et rapidement, à l'aide d'un commutateur, on rétablit les communications convenables pour mesurer la différence de potentiel entre l'or et le plateau A.

(2) L'influence du cuivre sur le zinc s'est manifestée encore très nettement quand il existait une distance de plus de $0^{m},01$ entre ces deux métaux.

différence de potentiel deviendrait beaucoup plus faible. Mais ce fait ne peut pas être invoqué contre la supposition faite plus haut sur la cause du phénomène, car, quand ce serait la vapeur même du cuivre (et cela pourrait bien être celle d'un composé cuprique) qui viendrait modifier l'atmosphère inhérente au zinc, il n'y a rien de surprenant à ce que le rôle de cette vapeur soit tout différent de celui du métal appliqué en couche solide, vu la grande différence d'état physique.

D'après ce qui précède, j'avais prévu qu'un métal modifierait par sa présence la surface d'un métal de même nature dans le même sens qu'un de nature différente. C'est ce que l'expérience a pleinement confirmé : un plateau de cuivre modifie un peu la surface d'un autre plateau de cuivre identique dans le même sens qu'il modifierait un plateau de zinc ou d'or.

Il y a environ trois ans que j'ai vu pour la première fois le phénomène qui fait l'objet de cette communication. Dans mes expériences sur la différence de potentiel des métaux au contact, il s'est constamment présenté avec un tel caractère de régularité, quel que soit l'appareil employé, quels que soient les détails de la disposition expérimentale, que je ne pouvais en négliger l'étude.

Je dois ajouter que dans celle-ci les plus grandes précautions ont été prises, comme toujours, pour le nettoyage des métaux, et que le phénomène s'est montré indépendant de la substance employée pour effectuer ce nettoyage.

JOHN LECONTE. — On sound-shadow in water (Sur les ombres sonores dans l'eau); *Phil. Magazine*, 5e série, t. XIII, p. 98; 1882.

Les ombres sonores sont en général beaucoup plus imparfaites que les ombres lumineuses. Les principales causes de cette imperfection sont l'opacité incomplète des corps pour le son, la grandeur de la longueur d'onde des sons qui donne aux phénomènes de diffraction une importance prépondérante, à moins que les dimensions de l'obstacle ne soient très grandes; enfin la constitution de l'oreille, qui, tout en lui permettant de percevoir des sons de très faible intensité, lui rend la comparaison difficile, puisqu'elle ne

peut recevoir que successivement les vibrations transmises aux diverses régions de l'espace.

L'occasion des expériences fut fournie par la destruction d'un banc de sable qui obstruait le port de San-Francisco. Cette opération fut exécutée au moyen de cartouches de dynamite. L'observateur, placé dans un bateau ou sur un pilier de bois enfoncé dans l'eau, entendait deux sons successifs. L'un lui parvenait par l'eau et présentait le caractère d'un choc brusque et bref communiqué au fond du bateau ; l'autre arrivait un peu plus tard par l'air de la région située verticalement au-dessus de la cartouche. A une distance de 40 pieds de l'explosion une bouteille épaisse pleine d'eau ou d'air et plongée sous l'eau dans l'ombre géométrique du pilier, et à 10 ou 12 pieds de ce pilier, restait intacte ; une autre bouteille, placée hors de l'ombre géométrique, était pulvérisée par le choc.

Des tubes de verre d'une longueur de 6 pieds furent installés sous l'eau horizontalement, en sorte que leur partie moyenne fût dans l'ombre géométrique du pilier, leurs extrémités étant en dehors de cette ombre, qu'elles dépassaient de 2,5 pieds.

Les parties extérieures furent brisées et la partie moyenne fut respectée. La limite de la portion projetée fut nettement définie. Les résultats obtenus furent identiques et l'épaisseur de l'ombre géométrique demeura égale à celle du pilier quand le tube fut placé à 12 pieds en arrière de ce pilier. Ce résultat s'explique par le fait que le centre d'explosion n'est pas réduit à un point.

Colladon avait déjà fait remarquer, à la suite de ses expériences du lac de Genève, que les ombres acoustiques paraissent plus nettes dans l'eau que dans l'air. Cependant les longueurs d'onde y sont plus grandes pour un même son. Mais le choc du marteau sur une région limitée de la cloche détermine d'abord directement un son bref et très aigu, suivi d'un son musical prolongé qui dépend des dimensions de la cloche. Or, d'après le caractère du son perçu à travers l'eau, il semble que le premier bruit se soit seul transmis, les sons musicaux plus graves étant rapidement absorbés. De même, dans le cas de la cartouche de dynamite, le premier choc extrêmement bref et énergique paraît se transmettre seul à une certaine distance et donner lieu aux ombres sonores, tandis que les sons subséquents plus graves, dus aux vibrations rythmiques développées dans le milieu ambiant, s'éteignent à une faible distance.

Aussitôt après l'explosion, et avant l'arrivée des gaz à la surface de l'eau, la région entourant le point situé verticalement au-dessus de la cartouche présentait une multitude de jets d'eau disposés symétriquement et d'une hauteur décroissante à partir du centre, où elle pouvait atteindre 3 pouces. Pour expliquer ce phénomène, l'auteur fait remarquer que la surface liquide présente sur toute son étendue une tension superficielle capillaire. Il en résulte une résistance à la rupture qui se trouverait vaincue en certains points, et l'égale répartition de cette résistance entraînerait un groupement symétrique des points de rupture. FOUSSEREAU.

W. VOIGT. — Ueber das Verhältniss der Quercontraction zur Längsdilatation bei Stäben von Isotropen-Glas (Rapport de la contraction transversale à la dilatation longitudinale du verre isotrope); *Annalen der Physik und Chemie*, t. XV, p. 497; 1882.

Les expériences faites sur des tiges métalliques présentent l'inconvénient qu'on ne peut s'assurer de l'homogénéité de ces tiges; le verre, au contraire, grâce à sa transparence, se prête facilement à cette vérification. L'auteur a, du reste, confirmé les résultats fournis par la méthode optique en étudiant des barres de section rectangulaire aussi différente que possible, taillées à diverses profondeurs dans une même masse de verre, de façon que, pour les unes, le grand côté de la section, pour les autres, le petit côté fût parallèle à la surface du bloc. Une série de mesures des dimensions transversales de chaque barre permet de tenir compte de ce que leur forme n'est pas géométriquement exacte.

Pour mesurer le rapport de la contraction transversale à la dilatation longitudinale, l'auteur a recours à deux sortes de mesures : les unes se rapportent à la flexion, les autres à la torsion.

Les méthodes de mesure de ces deux éléments ont été données par l'auteur dans un Mémoire déjà ancien ([1]), et n'offrent d'ailleurs qu'un intérêt secondaire.

([1]) *Bestimmung der Elasticitätsconstante des Steinsalzes* (*Pogg. Ann.*, Erg. Bd. VII, p. 1; 1876).

Le coefficient de flexion est donné par la formule

$$E = \frac{L}{L\eta BD_3(1+\gamma)},$$

dans laquelle L est la longueur, B la largeur, D l'épaisseur, η la flexion calculée pour une charge de 1^{gr}, γ une correction établie (*loc. cit.*) pour tenir compte des irrégularités de forme de la barre.

Le coefficient de torsion est calculé par la formule de M. de Saint-Venant (¹)

$$T = \frac{RL}{FBD_3\left(\frac{1}{3} - \frac{D}{B}\frac{\lambda}{16}\right)}.$$

R est l'angle dont tourne la roue de l'appareil de torsion, F la torsion calculée pour une charge de 1^{gr}, λ un coefficient qui dépend du rapport $\frac{B}{D}$ calculé par une formule de M. de Saint-Venant (*loc. cit.*).

Les expériences n'ont pas toutes été faites à la même température, mais l'auteur a constaté que, entre 10° et 20°, les nombres obtenus ne présentent pas de différence sensible.

La comparaison des nombres fournis par 9 séries d'xepériences conduit aux conclusions suivantes :

1° Les couches de verre voisines de la surface de la plaque sont dans un état d'élasticité différent du reste de la masse; les coefficients sont notablement plus petits

$$E = 6,434, \quad T = 2,640$$

(moyenne des séries 1 et 2).

2° A partir d'une profondeur de 6^{mm}, la masse semble complètement isotrope

$$T = 2,673, \quad 2,671, \quad 2,680, \quad 2,665, \quad 2,665, \quad 2,660.$$

3° La formule de M. de Saint-Venant est exacte; le coefficient T

(¹) *Mémoires des Savants étrangers*, t. XIV, p. 370; 1856.

qu'on en déduit est constant :

Rapport $\frac{B}{D}$.....	1,026		5,1—5,4		11,9
T_7....	2,665	T_2.....	2,672	T_8.....	2,665
		T_4.....	2,671	T_9.....	2,660
		T_5.....	2,680		

tandis que celle de Cauchy donne

Rapport $\frac{B}{D}$.....	1,026		5,1—5,4		11,9
T_7.....	2,252	T_2.....	2,445	T_8.....	2,542
		T_4.....	2,442	T_9.....	2,538
		T_5.....	2,447		

4° La formule de M. de Saint-Venant suppose la longueur de la barre assez grande pour qu'on puisse négliger le mode de distribution de la force de torsion sur le contour de la section; cette hypothèse est vérifiée dans les expériences précédentes, car les barres 3 et 4, réduites à 48^{mm} et 25^{mm} donnent pour $L = 48$

$$T_3 = 2,671,$$
$$T_4 = 2,665,$$

pour $L = 25$

$$T_3 = 2,675,$$
$$T_4 = 2,677.$$

5° Les coefficients calculés, en tenant compte surtout des séries 3, 4, 5 effectuées dans les meilleures conditions sont

$$E = 6,480, \quad T = 2,671,$$

avec une erreur possible de deux ou trois unités sur la dernière décimale, et comme

$$E = \frac{\mu(2\mu + 3\lambda)}{\mu + \lambda}, \quad T = \mu,$$

on en tire

$$\mu = 2,671, \quad \lambda = 1,883.$$

6° Le rapport $\frac{\mu}{\lambda}$ est déterminé plus exactement que chacune de ces quantités

$$\frac{E}{T} = 2,426, \quad \frac{\mu}{\lambda} = 1,348,$$

avec erreur possible de deux unités du dernier chiffre. En désignant par α le rapport cherché de la contraction transversale à la dilatation longitudinale,

$$\alpha = \frac{\lambda}{2(\mu+\lambda)} = 0,213, \quad \frac{1}{\alpha} = 4,695.$$

Le rapport $\frac{1}{\alpha}$ pour le verre diffère de celui trouvé pour l'acier, et le laiton : il est notablement plus grand que 4.

Une deuxième série d'expériences a été faite avec un verre blanc du Rhin :

$$D = 2,56, \quad n = 1,53;$$

les barres étaient taillées dans le bloc primitif à une assez grande distance de la surface pour qu'on pût les considérer comme homogènes.

Les coefficients sont

$$E = 7,358, \quad T = 3,044,$$

avec une erreur de 1 à 1,5 du dernier chiffre :

$$\lambda = 2,177, \quad \lambda = 3,044, \quad \frac{E}{T} = 2,417, \quad \frac{\mu}{\lambda} = 1,398, \quad \alpha = 0,2085,$$

Les valeurs de $\frac{\mu}{\lambda}$ et α sont analogues aux premiers, mais le rapport $\frac{E}{T}$ est notablement différent.

En résumé, le verre à glace de 8^{mm} d'épaisseur semble isotrope dans l'intérieur de la masse, et le rapport α de la contraction transversale à la dilatation longitudinale est plus petit que le rapport $\frac{1}{4}$ prévu par la théorie connue de Poisson. C. Daguenet.

H. HAGA. — Bestimmungen der Temperaturänderungen beim Ausdehnen und Zusammenziehen von Metalldrähten und der mechanischen Wärmäquivalents (Évaluation des changements de température accompagnant la dilatation et la traction des métaux et équivalent mécanique de la chaleur); *Ann. der Physik und Chemie*, 5e série, t. XV, p. 1; 1882.

Dans la première Partie de son travail, l'auteur s'est occupé de

déterminer les variations de température qui se produisent quand on fait varier la tension des fils métalliques.

Le fil soumis à l'expérience était tendu horizontalement, l'une de ses extrémités étant fixée à la branche verticale d'un levier coudé à angle droit; sur la branche horizontale de ce levier pouvaient se déplacer des poids dont la position déterminait une tension plus ou moins forte du fil. On se servait, pour évaluer les variations de température θ, du fil lui-même; pour cela, on le prenait pour l'un des éléments du couple thermo-électrique qui devait traduire ces variations θ; l'autre élément était formé par un fil fin d'un autre métal, s'enroulant autour du fil soumis à l'expérience. Les extrémités des deux fils communiquaient avec un galvanomètre Thomson. Pour lire les déviations, on recevait le rayon lumineux réfléchi par le miroir sur une règle de verre divisée en millimètres, sur laquelle était pointée une petite lunette. On appréciait ainsi avec certitude le $\frac{1}{10}$ de millimètre.

Si p est la déviation produite par le courant, r la résistance totale du circuit, E la déviation qui correspond à une variation de température de 1° C. pour une résistance de 1 unité Siemens, on a

$$\theta = \frac{p \times r}{E}.$$

On déterminait r en interposant dans le circuit une petite machine magnéto-électrique et une boîte de résistances. La résistance du circuit était inversement proportionnelle à l'intensité du courant induit, laquelle se déduisait aisément des positions extrêmes de l'aiguille du galvanomètre. On répétait l'expérience en ajoutant une résistance de 1 unité Siemens. Il était facile de calculer r d'après ces données.

Pour mesurer E, on souda le fil auxiliaire au fil en expérience; après avoir déterminé la résistance R du circuit, on mit cette soudure dans la glace fondante, toutes les autres étant maintenues à la température ambiante τ, on ajouta S siemens et on mesura la déviation u; on avait

$$E = \frac{u(S + R)}{\tau}.$$

Il fallait enfin avoir p. Le courant thermo-électrique n'était pas constant : 1° à cause du temps nécessaire pour la production com-

plète de l'action des poids sur le fil; 2° à cause des pertes de chaleur. Aussi voyait-on l'aiguille osciller deux fois, puis revenir lentement à sa position primitive. L'équation différentielle du mouvement de l'aiguille est

$$(1) \qquad \frac{d^2x}{dt^2} = -mx + q\frac{v}{wc} - 2n\frac{dx}{dt},$$

m étant la force directrice de la terre, $2n$ la résistance pour une vitesse égale à 1, v la quantité de chaleur produite dans le fil, dont l'unité de longueur a pour poids w et dont c est la chaleur spécifique; enfin q est l'action sur l'aiguille d'un courant thermo-électrique pour lequel $\frac{v}{wc} = 1$. On déduit de la loi de Newton sur le refroidissement

$$v = v_0 e^{-\frac{at}{wc}}$$

a étant une constante. Intégrant l'équation (1) et posant

$$\frac{qv_0}{wc} = C, \quad \sqrt{m - n^2} = l, \quad \frac{a}{wc} = h,$$

il vient

$$(2) \qquad x = \frac{c}{h^2 - 2hn + m}\left(e^{-nt} + \frac{h-n}{l}\sin lt\, e^{-nt} - \cos lt\, e^{-nt}\right).$$

La quantité h était toujours très petite et ne dépassait pas 0,01. Il en résulte que, si l'on déduit de l'équation (2) les positions x_1, x_2, x_3 pour lesquelles l'aiguille revient sur ses pas, et les temps correspondants T_1, T_2, T_3, ces valeurs différeront peu des valeurs X_1, X_2, X_3 et T_0, $2T_0$, $3T_0$ que l'on obtiendrait si h était nul. Il est aisé de calculer ce qu'il faut ajouter aux quantités $x_2 - x_1$, $x_3 - x_1$, lesquelles sont déterminées par l'expérience pour en déduire les quantités $X_2 - X_1$ et $X_3 - X_1$, et par suite la distance au point x_1 de la position d'équilibre X de l'aiguille à l'instant T_1. Pour passer de x à la déviation p, il faut encore la corriger des deux causes d'erreur précédemment signalées. On voit sans peine que les quantités p et X sont liées par la relation

$$p = X e^{hT},$$

T étant la durée de l'oscillation. n se déterminait par l'équation $\lambda = nT$ (λ étant le logarithme népérien du rapport des positions

extrêmes de l'aiguille pour une oscillation), m par l'équation

$$T = \frac{\pi}{\sqrt{m - n^2}}.$$

Pour avoir h, on déterminait les positions d'équilibre pour deux instants t_1, t_2 pris pendant le retour de l'aiguille à la position initiale, x', x'' étant ces positions; on a

$$h = \frac{\log x' - \log x''}{(t_2 - t_1)\log e}.$$

Les expériences ont porté sur un fil d'acier de $1^{mm},6$ de diamètre et sur un fil d'argentan de $1^{mm},5$ de diamètre. Le fil auxiliaire était en platine et avait $0^{mm},08$ de diamètre. On répéta plusieurs fois et dans diverses circonstances la mesure de E, on trouva toujours le même résultat, que le fil fût tendu ou non; voici les résultats pour une série d'expériences :

Fil d'acier (poids tenseur $21^{kg},715$).		Fil d'argentan (poids tenseur $17^{kg},134$).	
$E = 295$ $r = 0,847$ $p = 36,6$	$\theta = 0°,1054.$	$E = 203,2$ $r = 0,833$ $p = 35,8$	$\theta = 0°,1429.$

On vérifia de plus sur le fil d'argentan que les échauffements étaient proportionnels au poids tenseur.

M. Haga a ensuite cherché, en partant de ces variations de température, à déterminer l'équivalent mécanique de la chaleur. Il s'est servi de la formule de Thomson

$$\theta = -\frac{(273 + \tau)\alpha P}{A w c},$$

P étant la variation de tension, α le coefficient de dilatation du fil tendu, c sa chaleur spécifique, w le poids de l'unité de longueur, A l'équivalent mécanique de la chaleur. Pour se servir de cette formule, il fallait déterminer directement α et c, ce qu'avaient négligé de faire MM. Joule (1) et Edlund (2) qui s'étaient occupés antérieurement de la même question.

---

(1) *Philosophical Transactions*, t. CXLIX, p. 98; 1859. — VERDET, *Théorie mécanique de la chaleur*, p. 220.

(2) *Pogg. Annalen*, t. CXXVI, p. 539; 1865. — VERDET, *Théorie mécanique de la chaleur*, p. 68.

Pour déterminer α, on entoura le fil d'un double manchon en laiton, dans l'espace annulaire duquel on fit passer d'abord un courant d'eau de la ville, puis un courant de vapeur; deux tubes soudés au double machon et fermés par des glaces permettaient d'apercevoir des traits de repère tracés sur le fil, on mesurait leurs déplacements au moyen de microscopes mus par des vis micrométriques.

Pour la chaleur spécifique, on employa la méthode des mélanges. Le fil coupé en petits fragments était chauffé dans un petit tube placé à l'intérieur du double manchon qui avait servi à la détermination précédente. L'élévation de température de l'eau du calorimètre était évaluée à l'aide d'une pince thermo-électrique, formée d'un fil de platine et d'argent, dont les soudures avec les fils du galvanomètre étaient maintenues à la température initiale de l'eau. On pouvait apprécier ainsi $\frac{1}{140}$ de degré centigrade.

On a dès lors tout ce qu'il faut pour calculer A. Voici les résultats trouvés par M. Haga en se servant des moyennes de toutes ses expériences :

Fil d'acier.	Fil d'argentan.
$\theta = 0,1047$	$\theta = 0,1405$
$\alpha = 0,00001156$	$\alpha = 0,00001734$
$\tau = 17°$	$\tau = 16°,2$
$P = 21,715$	$P = 17^k,134$
$c = 0,1130$	$c = 0,0962$
$w = 0^k,014053$	$w = 0,014849$
$A = 437,8$	$A = 428,1$

M. Haga conclut de ces résultats que la théorie mécanique de la chaleur rend parfaitement compte des variations de température observées quand on fait varier la tension des fils métalliques.

Ch. Gomien.

A. NACCARI ET E.-M. BELLATI. — Sul riscaldamento dei corpi isolanti solidi e liquidi, in causa di successive polarizzazioni elettrostatiche (Sur l'échauffement des corps isolants solides et liquides, par suite de polarisations électrostatiques successives); *Atti della R. Accademia delle Scienze di Torino*, t. XVII; 1882.

En 1865, M. W. Siemens (1) faisait une expérience pour prouver l'échauffement de la lame de verre d'un condensateur. Plus récemment MM. Duter et Righi, dans leurs expériences sur la dilatation électrique, ont dû tenir compte de l'effet perturbateur de cet échauffement du diélectrique.

MM. Naccari et Bellati emploient un condensateur dont les deux armatures sont disposées à peu près comme dans les expériences de M. Duter. L'intervalle est rempli par du pétrole dont on observe le niveau dans un tube capillaire. Quand on met les deux armatures en relation avec les deux pôles d'une bobine d'induction, on observe un échauffement que les expériences des auteurs mettent hors de doute, sans qu'elles permettent d'en fixer dès aujourd'hui les lois.

En tout cas, l'expérience suivante établit qu'on ne peut attribuer l'échauffement au passage d'un courant à travers l'isolant. Deux appareils de même nature, mais d'épaisseur et par suite de résistance différentes, sont placés dans un même circuit avec quatre bouteilles de Leyde disposées deux par deux de part et d'autre des deux appareils. Quand on met en jeu la bobine d'induction, on observe un échauffement inégal de deux appareils; mais c'est celui dont la résistance est la plus faible qui s'échauffe le plus. Pour rendre les appareils plus sensibles, l'armature interne de chacun d'eux avait été transformée, pour cette expérience, en un véritable thermomètre à air. E. BOUTY.

G. GORE. — On the electrolytic diffusion of liquids (Diffusion électrolytique des liquides); *Proceed. of the Royal Society*, t. XXXIII, p. 140; 1881.

Dans un Mémoire antérieur (2) l'auteur a décrit un certain nombre de phénomènes résultant du passage d'un courant élec-

(1) W. SIEMENS, *Pogg. Ann.*, t. CXXV, p. 197; 1865.
(2) *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXII; 1881.

trique vertical à travers la surface de contact de deux liquides superposés. Il se sert aujourd'hui d'un petit appareil formé d'un vase extérieur A contenant le liquide le plus lourd et d'un vase intérieur B terminé par un tube cylindrique *t* ouvert, contenant le liquide le moins dense : on s'arrange pour que le ménisque de séparation des deux liquides se trouve dans le tube *t*; un autre tube *t'*, scellé à la partie supérieure de B, contient la surface libre du liquide le moins dense.

En prenant pour les deux liquides une solution de nitrate de mercure de poids spécifique 1,30 et une solution de nitrate de cuivre de poids spécifique 1,22, puis dirigeant de bas en haut à travers le système le courant de dix-huit éléments de Grove disposés en tension, M. Gore a observé qu'une ligne incolore ne tarde pas à se former au-dessous du ménisque, s'abaisse peu à peu et dépasse bientôt l'orifice inférieur du tube. Ni le ménisque supérieur dans le tube *t'*, ni le ménisque inférieur dans le tube *t* n'ont changé de place. Il en résulte que la diffusion produite à travers le ménisque, par l'action du courant, entraîne de part et d'autre des volumes égaux des deux liquides. E. Bouty.

G. GORE. — On some effects of transmitting electric currents through magnetised electrolytes (Quelques effets de la transmission des courants électriques, à travers des électrolytes soumis à une force magnétisante); *Proceedings of the Royal Society*, t. XXXIII, p. 151; 1881.

L'auteur étudie une classe de rotations électromagnétiques produites dans les liquides au moyen d'un courant électrique axial, soit à l'intérieur d'un aimant vertical permanent ou temporaire, soit au voisinage de pôles d'aimants. Elles diffèrent des rotations produites précédemment dans les liquides, placés dans la même situation, par l'absence des courants radiaux auxquels on attribue d'ordinaire la production des rotations à l'intérieur d'aimants creux.

Une colonne d'un électrolyte placée dans des conditions pareilles à celles où se trouve un fil ou une tige de fer soumis à la torsion électromagnétique (c'est-à-dire entourée par une hélice électromagnétique et traversée par un courant axial) est tordue de

la même manière que ce fil ou cette barre. Cependant, dans le cas d'un liquide, cet effet n'est pas limité aux substances magnétiques, et la direction de la torsion est indépendante de la nature du liquide.

1° *On emploie un solénoïde vertical dépourvu de noyau de fer doux.* Sous l'influence d'un courant axial le liquide se met à tourner au voisinage des pôles du solénoïde, et la rotation, nulle au centre, est de sens contraire aux deux pôles. Un courant axial, dirigé de bas en haut, et du pôle nord du solénoïde vers son pôle sud produit une rotation dextrogyre au pôle nord, lévogyre au pôle sud.

2° *On emploie un aimant tubulaire.* La direction des rotations à l'intérieur d'un aimant tubulaire, temporaire ou permanent, est inverse de celle qui se produirait à l'intérieur d'un solénoïde ayant ses pôles de même nom placés aux mêmes points, mais seulement aux points situés en dehors des pôles. Par suite un aimant tubulaire présente trois points neutres ou de rotation nulle, l'un au centre, les deux autres près des extrémités. Entre les points neutres extrêmes les rotations sont de même sens que celles que produirait le solénoïde; au delà elles sont de sens contraire. Les rotations inverses, au delà des points neutres extérieurs, peuvent être très énergiques.

On peut faire tourner la masse entière d'un liquide dans une direction unique en lui assignant dans le solénoïde ou l'aimant tubulaire une situation convenable. La production d'une rotation n'est donc pas nécessairement liée à celle d'une rotation contraire.

L'auteur étudie encore le cas où le liquide est placé à l'extérieur du solénoïde ou de l'aimant, ou bien sur leur prolongement, et compare le sens des rotations avec celles qui seraient produites dans les mêmes cas par des courants radiaux. E. Bouty.

TH. ERHARD. — Ueber einige electrische Eigenschaften des Indiums (Quelques propriétés électriques de l'indium); *Annalen der Physik und Chemie,* t. XIV, p. 504; 1881.

L'auteur s'est proposé : 1° de déterminer les variations, avec la température, de la résistance d'un fil d'indium; 2° de fixer la place

de ce métal sous le rapport thermo-électrique; 3° de mesurer la force électromotrice de couples dont il fait partie.

1° Le tableau suivant donne quelques résultats obtenus pour la résistance r d'un fil de $1^m,805$ de longueur et $0^{mmq},5205$ de section, et la résistance spécifique ρ.

t.	r.	ρ.
— 5°,4.....	0,3019 (S. U.)	0,0370
5,2.....	0,3024	0,.871
+16,5.....	0,3341	0,0962
25,7.....	0,3474	0,0969
38,6.....	0,3654	0,1053
56,4.....	0,3894	0,1122
80,0.....	0,4274	0,1231
85,5.....	0,4348	0,1252
96,4.....	0,4509	0,1299

2° Entre 0° et 68°,6, on a eu la série suivante :

— Al, Sn, In, Zn, Ag, Au, Cu, Fe +,

Pour une différence de température plus petite, 0° et 5°, ou 0° et 10°, l'ordre précédent est un peu modifié,

— Al, Sn, Au, Zn, In, Ag, Cu, Fe +.

3° Les seuls couples étudiés étaient formés par l'indium associé avec le zinc, le fer ou le cuivre, chacun des métaux étant en contact avec le chlorure correspondant. Dans le premier cas (indium, chlorure d'indium, chlorure de zinc, zinc) l'indium est positif; il est négatif dans les deux autres. On a aussi obtenu :

$$\mathrm{InZn} = 0{,}331\,\mathrm{D}; \quad \mathrm{FeIn} = 0{,}160\,\mathrm{D}; \quad \mathrm{CuIn} = 0{,}584\,\mathrm{D}.$$

B.-C. DAMIEN.

E. MATHIEU. — Réflexions sur les principes mathématiques de l'électrodynamique [*Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, t. IX, 2e série, p. 187; 1880 (1)].

Admettant dans les mouvements accomplis par l'action des courants les principes suivants :

---

(1) D'après le *Bulletin des Sciences mathématiques et astronomiques*.

I. Le principe de la conservation de la force vive;

II. Le principe de la réaction égale et directement opposée à l'action;

III. La supposition que les actions mutuelles de deux éléments de courants parallèles, de même sens et perpendiculaires à la droite qui joint leurs milieux varient en raison inverse du carré de la distance;

IV. La supposition que les actions mutuelles de deux éléments de courants linéaires, donnés en intensité et en position ne varient pas avec leurs courbures;

M. Mathieu parvient aux résultats suivants :

Si l'on suppose que chaque courant soit formé par deux mouvements égaux et contraires des deux électricités positive et négative, l'action entre deux molécules de fluide se compose de deux parties : l'une qui donne la force trouvée par Weber, et l'autre qui renferme une fonction arbitraire. Mais cette seconde partie disparaît dans l'action de deux éléments de courants, qui se trouve être celle que donne la loi d'Ampère.

Ensuite, par la condition qu'un courant fermé et constant soit sans action sur l'électricité statique, la loi de Weber se trouve avoir lieu nécessairement.

Si l'on suppose l'électricité positive seule en mouvement et une même quantité d'électricité négative fixée au corps conducteur, on trouve pareillement que deux molécules électriques ne peuvent agir l'une sur l'autre que suivant la loi de Weber et deux éléments de courant que suivant la loi d'Ampère. Toutefois, d'après cette théorie, un courant fermé constant agirait sur de l'électricité statique, à moins qu'on n'admette que l'action de l'électricité de courant sur l'électricité statique ne peut pas se déduire de l'action de l'électricité de courant sur de pareille électricité.

Les principes I, II et III paraissent incontestables à l'auteur; le principe IV n'est pas évident *a priori*, en sorte que la fin de ses recherches pourrait seule être modifiée.

G.-R. DAHLANDER. — Expériences sur le refroidissement des corps dans les liquides [*Ofversigt af Kongl. Vetenskaps-Akademiens Förhandlingar*, t. XXXIII, n° 9, p. 29; 1876 (¹)].

L'auteur résume ainsi les résultats de son travail :

La vitesse avec laquelle un corps se refroidit dans un liquide est à peu près indépendante de sa profondeur au-dessous de la surface du liquide; elle est toutefois plutôt moindre que plus grande, lorsque le corps est situé tout près de la surface.

La nature de la surface du corps plongé n'exerce qu'une minime influence sur la vitesse de refroidissement. Si l'on revêt la surface d'un enduit, le refroidissement se ralentit, tandis que la résistance au passage de la chaleur augmente.

La vitesse de refroidissement v pour un excès de température x au-dessus de la température ambiante peut s'exprimer, au moins approximativement, par la formule

$$v = ax + bx^2$$

a et b étant indépendants de x, mais dépendant au contraire de la nature du fluide environnant et de la température, ainsi que de la nature du corps qui se refroidit. D'après cela, l'excès de température, au bout du temps t, peut être représenté par la formule

$$x = \frac{1}{\left(\frac{1}{x_0} + \frac{b}{a}\right)e^{at} - \frac{b}{a}}.$$

Ces formules sont applicables au moins jusqu'à un excès de température de 60°.

La vitesse de refroidissement pour un même corps et un même fluide, avec un même excès de température, croît très rapidement avec la température du fluide.

Le mercure, les circonstances étant les mêmes, refroidit un corps plus vite que l'eau, et celle-ci plus vite que l'alcool.

(¹) D'après le *Bulletin des Sciences mathématiques et astronomiques*.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXVI. — Juillet 1882.

G. Lemoine. — *Théorie des équilibres chimiques*, p. 289.

C.-W. Siemens. — *Nouvelle théorie du Soleil* (*conservation de l'énergie solaire*), p. 405.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XIV. — Août 1882.

A.-F. Sundell. — *Remarques sur les systèmes absolus d'unités physiques*, p. 81.

Major Allan Cunningham. — *Théorie de Moseley relative à l'écoulement stationnaire*, p. 110.

T.-C. Mendenhall. — *Influence du temps sur le changement de résistance du disque de charbon dans le tasimètre d'Edison*, p. 115.

R. Clausius. — *Dimensions de l'unité du magnétisme dans le système de mesures électrostatiques.*

H. Brongersma. — *Sur la double réfraction produite par l'influence électrique dans le verre et le sulfure de carbone*, p. 127.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome. XVI. — N° 8. — Année 1882.

F. Braun. — *Sur le développement d'électricité considéré comme équivalent des réactions chimiques*, p. 561.

V. Wietlisbach. — *Théorie du microtéléphone*, p. 594.

F. Kohlrausch. — *Sur les observations prismatiques faites avec la lumière rasante, et sur une modification de la méthode de Wollaston pour l'évaluation des indices de réfraction*, p. 603.

F. Kohlrausch. — *Sur le réglage de la position d'un objet sur le réflectomètre à réflexion totale*, p. 609.

E.-B. Hagen. — *Sur les tensions de vapeur du mercure à basse température*, p. 610.

L. Grossmann. — *Évaluation de la constante de frottement intérieur des liquides et des gaz, au moyen de disques oscillants*, p. 619.

Th.-S. Schmidt. — *Mesure du frottement des liquides par la méthode de Maxwell*, p. 633.

H. Schröder. — *Recherches sur la composition en volume des composés liquides*, p. 660.

G. Elster et H. Geitel. — *Sur l'électricité des flammes* (*Rectification*), p. 712.

SUR LE COURANT DE RÉACTION DE L'ARC ÉLECTRIQUE;

PAR MM. JAMIN ET G. MANEUVRIER.

Les deux courants de sens alternativement contraires que donne la machine auto-excitatrice de Gramme sont absolument égaux; par conséquent, ils ne décomposent pas l'eau, et une boussole de tangentes intercalée dans le circuit n'éprouve aucune déviation, puisque les effets contraires qui se succèdent à des intervalles très rapprochés se détruisent.

Cette destruction des effets se maintient quand on met dans le circuit un ou plusieurs brûleurs, pourvu que les deux charbons soient égaux, identiquement disposés et qu'ils s'échauffent également.

Si l'on introduit 8^{el} ou 10^{el} de Bunsen dans le circuit total, ils donnent à la boussole, quand la machine est au repos, une déviation δ, et, si elle fonctionne, une déviation δ' absolument égale à δ.

	δ.	δ'.
Première expérience.....	32	33
Deuxième expérience.....	38	38,45
Troisième expérience.....	33	34,10

Cette égalité prouve que la résistance des fils de la machine pour un courant venu d'une source extérieure ne change pas si cette machine est en repos ou en mouvement; elle prouve, en outre, que les deux effets de la machine et de la pile se superposent et sont indépendants.

Supprimons maintenant la pile, mais allumons dans le circuit un brûleur formé de deux charbons inégaux, l'un gros ($0^m,004$), l'autre plus mince ($0^m,002$); cette dissymétrie suffit pour déterminer une déviation permanente de la boussole, comme si l'on avait intercalé une pile. Les deux systèmes de courants inverses donnés par la machine cessent donc d'être égaux; celui qui est dirigé du gros charbon vers le petit, de la partie la moins chaude à celle qui l'est davantage, l'emporte sur le système de direction contraire : il en résulte un courant différentiel qui est accusé par la boussole

et qui est d'autant plus intense que la différence de grosseur des deux charbons est plus accentuée; il atteint son maximum entre une grande masse de charbon de cornue qui s'échauffe peu et un crayon terminé en pointe fine qui atteint la température la plus élevée. Le même phénomène se réalise, et dans le même sens, quand on produit un arc entre une masse d'un métal quelconque et une pointe de charbon. Comme il est difficile de maintenir la constance de l'arc, l'intensité du courant différentiel est assez variable; les résultats suivants ne doivent être considérés que comme une première approximation :

Plomb.	Fer.	Charbon.	Cuivre.	Mercure.
29°	30°	31°	60°	70°

En général, le courant différentiel est faible ou nul quand l'arc est peu étendu, il augmente avec la distance des électrodes. Pour le zinc, il est d'abord aussi intense qu'avec le cuivre, mais il baisse tout à coup, probablement à cause de l'oxyde dont le métal ne tarde pas à se couvrir.

Cette déviation dépend de deux choses : 1° de la force électromotrice moyenne du courant différentiel; 2° de la résistance introduite dans le courant par l'arc formé. On peut aisément comparer dans les divers cas cette force et cette résistance de la manière suivante :

On introduit dans le circuit total une pile de n couples, de force électromotrice $n\mathrm{A}$; suivant qu'elle agit dans le sens du courant différentiel ou dans le sens contraire, on a

$$i = \frac{x + n\mathrm{A}}{\mathrm{R}}, \quad i' = \frac{x - n\mathrm{A}}{\mathrm{R}},$$

Quand x est plus grand que $n\mathrm{A}$, les deux déviations ont le même signe et l'on trouve

$$\frac{i}{i'} = k = \frac{x + n\mathrm{A}}{x - n\mathrm{A}}, \quad x = n\mathrm{A}\frac{k+1}{k-1};$$

si, au contraire, x est plus petit que $n\mathrm{A}$, les deux déviations sont de signe contraire :

$$\frac{i}{-i'} = k = \frac{x + n\mathrm{A}}{n\mathrm{A} - x}, \quad x = n\mathrm{A}\frac{k-1}{k+1}.$$

Je me servais d'éléments Bunsen neufs et bien amalgamés; l'expérience, peu susceptible de grande précision, à cause des variations de l'arc, a donné les valeurs suivantes de la force électromotrice x du courant différentiel évalué en éléments Bunsen :

Plomb.	Fer.	Charbon.	Cuivre.	Zinc 1.	Zinc 2.	Mercure.
2,5	3,2	5,0	50,6	66,2	5,7	103,7

Les trois premières substances sont à peu près égales, les trois dernières sont très actives. Le cuivre équivaut à 50 bunsens, le zinc à 66 au commencement de l'action et se réduit à 5. Quant au mercure, il offre une valeur bien constante et énorme; le courant différentiel a une force électromotriee moyenne équivalente à 103,7 bunsens. Les mêmes déterminations conduisent à une appréciation de la résistance introduite. On a, en effet,

$$i - i' = \frac{2nA}{R}, \quad R = \frac{2nA}{i - i'};$$

R est en raison inverse de $i - i'$.

Or la résistance totale R se composait : 1° de celle des fils de la machine; 2° de celle de la pile; 3° de celle de l'arc électrique. Cette dernière seule est variable et augmente ou diminue la valeur de R : elle sera donc d'autant plus grande que $i - i'$ sera plus petit. Voici les valeurs calculées de $i - i'$:

Charbon.	Fer.	Plomb.	Cuivre.	Mercure.	Zinc 1.	Zinc 2.
0,406	0,307	0,283	1,41	0,89	1,02	0,56

Il résulterait de ces nombres que le charbon, le fer et le plomb offriraient la plus grande résistance, le cuivre et le mercure ayant la plus faible.

On ne peut expliquer le courant différentiel que de deux manières, ou par une différence dans la résistance, ou bien par une inégalité dans les réactions inverses de l'arc dans l'un ou dans l'autre sens.

Pour savoir si la résistance de l'arc change avec le sens, j'ai fait passer un courant continu, d'abord du charbon au mercure, ensuite du mercure au charbon. Une boussole, placée en dérivation, mesurait l'intensité dans les deux cas. Je n'ai pu mesurer aucune

différence appréciable. Mais ces expériences ont présenté une particularité remarquable : quand le courant passait du mercure au charbon, l'arc avait une couleur verte très prononcée et la volatilisation du métal se faisait avec vivacité; dans le cas contraire, l'arc était rougeâtre et il y avait une moins abondante production de vapeurs. Cela rend évidente la dissymétrie qui existe dans les deux cas. Or, quand on dirige à travers ce brûleur les courants alternatifs de la machine Gramme, l'arc est vert, ce qui prouve qu'il y a prédominance du courant qui va du mercure au charbon sur le courant qui va dans le sens opposé; et, puisqu'il n'y a pas de différence dans la résistance de l'arc, c'est dans une propriété particulière des courants alternatifs qu'il faut chercher la raison du courant différentiel.

Chacun des deux systèmes de courants emmagasine, au moment où il commence, une certaine somme d'énergie qui devient libre quand il cesse et se traduit par un courant contraire, ou, comme le dit M. Edlund, par une force électromotrice inverse. Ainsi un premier courant →, tout d'abord très faible, s'accroît peu à peu, et, lorsqu'il cesse, donne naissance à une réaction inverse ←, qui s'ajoute au courant ← que la machine développe au même moment. Si donc un des systèmes de courant → offre une réaction plus faible que le système contraire ←, il sera moins affaibli et plus renforcé, et il déterminera le sens du courant différentiel.

Quelle que soit l'explication de ces faits, il est clair qu'une fois produit par un arc au mercure, le courant différentiel change entièrement le jeu de la machine, que l'un des systèmes de courants est sinon éteint, du moins considérablement affaibli, et que l'autre système est constitué par des courants successifs d'une intensité et d'une durée plus grandes. Aussi tout arc électrique introduit en sus offre le même aspect que celui des piles, c'est-à-dire un éclat et une chaleur plus grands au pôle positif avec transport de matière vers le pôle négatif. La machine, qui, précédemment, était incapable de décomposer l'eau, devient capable de le faire comme une pile dont la force électromotrice serait égale à 100 couples de Bunsen; elle peut, comme les piles, déterminer toutes les actions chimiques que l'on voudra, aimanter le fer doux, réduire les métaux, transporter la force, remplacer, en un mot, une machine à courants continus dans ses applications.

Il y a deux types de machines magnéto-électriques : les unes, qui dérivent du système Gramme, peuvent donner directement des courants de sens constant; les autres, comme celle de Nollet ou de Méritens, ne peuvent engendrer que des courants alternatifs; elles ne sont applicables qu'à la production de la lumière; on a vainement essayé de les employer aux travaux chimiques, en redressant les courants par un commutateur. On voit que ce commutateur pourrait être remplacé automatiquement par un ou plusieurs arcs formés entre un bain de mercure et une pointe de charbon. Il reste à savoir quelles seraient les conditions économiques de cette transformation.

NOTE SUR LA PHOTOGRAPHIE DE LA COMÈTE *b* 1881, OBTENUE A L'OBSERVATOIRE DE MEUDON;

PAR M. J. JANSSEN.

L'année qui vient de s'écouler aura vu se réaliser un progrès nouveau et intéressant dans l'histoire des comètes. C'est, en effet, l'année dernière qu'on a obtenu pour la première fois l'image photographique complète de l'un de ces astres, précisément celle de la grande comète dont l'apparition a excité pendant plusieurs mois la curiosité publique, et à propos de laquelle on a agité de nouveau les théories et les hypothèses depuis longtemps émises sur la nature de ces astres, dont la physique est encore si peu avancée, et sur la nature desquels l'esprit se pose tant de questions auxquelles la Science ne peut encore faire de réponse certaine.

C'est précisément cette ignorance où nous sommes encore de la nature exacte des comètes et des causes précises des phénomènes si curieux, mais si singuliers, qu'elles nous présentent quand elles s'approchent du Soleil, qui donne un intérêt considérable à toute méthode nouvelle d'investigation.

Or, je n'hésite pas à dire que la Photographie peut constituer ici un moyen d'études nouveau et puissant.

La Photographie, en effet, ne se contente pas ici, comme on pourrait le penser, de donner de l'astre une image qu'on pourrait obtenir par le dessin, et qui, à ce titre, ne présenterait qu'un in-

térêt de curiosité. Tout d'abord, il faut reconnaître que l'image photographique est impersonnelle, qu'elle est rigoureusement exacte, qu'elle est durable et qu'elle constitue un document qui pourra servir de base à des comparaisons futures. Tout ceci est déjà fort important; mais je dis qu'on peut demander encore plus à la Photographie, et que cette méthode, maniée scientifiquement, peut encore nous instruire sur des détails de structure que les lunettes ne donnent pas, sur certains points délicats d'orientation de la queue; enfin, et c'est peut-être là le point le plus nouveau et le plus important, l'image photographique peut se prêter à des études de photométrie sur les pouvoirs rayonnants de ces immenses appendices cométaires, études qui sont absolument nouvelles et qui ne pourraient être tentées par aucune autre méthode.

C'est l'intérêt des résultats qui pouvaient être obtenus dans cette direction inexplorée qui nous a déterminé à consacrer exclusivement à ces méthodes nos études sur la grande comète de 1881.

La photographie d'une comète présente des difficultés dont les personnes peu au courant de ces études se font difficilement une idée.

Ces difficultés proviennent, d'une part, du pouvoir photographique étonnamment faible des queues de comètes, et, d'autre part, du mouvement propre très rapide de ces astres à leur passage près du Soleil.

On comprend, en effet, que moins un objet est lumineux, plus il faut augmenter le temps de la pose, et, par conséquent, plus il est nécessaire que cet objet soit fixe ou tout au moins animé d'un mouvement très lent pour que la plaque sensible puisse le suivre rigoureusement pendant tout le temps de la formation de l'image.

Or il arrive ici que le pouvoir actinique de l'astre est tellement faible, que si l'on se plaçait dans les conditions où l'on obtient les photographies de la Lune avec le collodion humide, il faudrait plus de trois journées, sans aucun arrêt, pour avoir une image de la comète avec une portion de la queue s'étendant seulement à 1° du noyau; et cette action lumineuse si démesurément prolongée devrait être conduite dans des conditions de haute précision, mal-

gré le mouvement diurne du ciel, compliqué du mouvement propre très rapide de la comète.

Mais, fort heureusement pour l'Astronomie, il s'est produit tout récemment une très importante découverte en Photographie : celle des plaques sèches au gélatinobromure d'argent. Ces plaques unissent aux avantages des plaques sèches ceux d'une sensibilité qui peut devenir extraordinaire avec des soins spéciaux de préparation.

L'emploi de ces plaques permettrait déjà de réduire cette durée de l'action lumineuse, qu'il eût fallu prolonger pendant un temps si démesurément long avec le collodion humide, à quelques couples d'heures.

C'était encore trop, en raison du mouvement si rapide de la comète, surtout si l'on voulait obtenir une image précise, pouvant se prêter à des mesures et propre à mettre en évidence de délicats détails de structure.

Pour résoudre la difficulté, nous avons pensé à utiliser, en cette circonstance, un télescope de construction toute spéciale, semblable à celui qui, en 1871, nous permit de découvrir la véritable nature de cette *couronne* des éclipses totales qui a été reconnue constituée par une enveloppe gazeuse très rare et très étendue autour du Soleil.

Cet instrument, dont le miroir à $0^m,50$ et seulement $1^m,60$ de foyer, donne aux images une intensité lumineuse qui est plus du quadruple de celle des télescopes les plus lumineux et huit à dix fois pour les autres.

La combinaison des deux moyens a amené la solution de la question.

Or, malgré la durée de l'action lumineuse, relativement si réduite (une demi-heure), l'opération a encore nécessité des soins spéciaux pour permettre à l'instrument de suivre très exactement l'astre pendant la pose.

Donnons ici une idée de la méthode employée.

Le mouvement du télescope était déjà réglé sur le mouvement diurne du ciel; il s'agissait de modifier ce mouvement, de manière que l'instrument tînt compte, si l'on peut parler ainsi, du mouvement propre de la comète, mouvement qui venait se surajouter au mouvement diurne et le compliquer.

Nous avons d'abord calculé ce mouvement propre de l'astre au moment des observations, et nous l'avons décomposé en deux autres, l'un dirigé suivant un parallèle céleste, et l'autre suivant un méridien. Pour tenir compte du mouvement dans le parallèle, il n'y avait qu'à modifier convenablement la marche diurne de l'instrument en agissant sur le régulateur. Quant au mouvement suivant un méridien, on le réalisait au moyen de la vis de rappel en déclinaison, qui agit précisément suivant cette direction.

Pour guider dans la conduite de ce dernier mouvement, j'ai employé l'artifice suivant. Avec un fil métallique d'une finesse extrême, on a formé une petite boucle de 1′ d'arc environ de diamètre, qui a été placée dans le chercheur. La tête de la comète était amenée sur la boucle, qui se détachait en noir sur elle, et le noyau de l'astre ne devait pas quitter cette position.

Après divers essais, qui durèrent plusieurs jours et au cours desquels nous obtînmes une première image que nous présentâmes à l'Académie, nous eûmes, dans la nuit du 30 juin au 1er juillet, une image plus complète, où la queue s'étendait à 2°,5 du noyau. Dans cette image, la tête est surposée, comme cela était inévitable, et ne doit pas être considérée, mais la queue de l'astre montre de très importants détails, comme nous allons voir.

L'image était trop délicate pour être tirée sur papier, même en photoglyptie : les détails de la queue ne se reproduisaient pas. Nous avons dû reproduire très scrupuleusement par le dessin le cliché original et faire photographier celui-ci. Dans ce dessin, nous avons copié la tête d'après des photographies originales prises avec des temps de pose plus courts, comme cela convient pour ne pas exagérer les dimensions réelles par surpose. Mais si la photographie originale ne peut être reproduite sur papier, elle peut l'être sur verre (1).

L'examen de la queue présente un intérêt particulier. Cet appendice est formé, sur l'image photographique, par des faisceaux lumineux, presque rectilignes, qui partent de la tête et vont en divergeant. Dans la partie médiane, règne un grand faisceau très étroit et très marqué, qui sort tangentiellement du côté occiden-

(1) On en trouve chez Gauthier-Villars.

tal du noyau, traverse toute la queue, et se prolonge à plus d'un demi-degré au delà. Ce grand faisceau figure comme une épine dorsale, et, d'après nos mesures, basées sur la position des étoiles voisines, photographiées en même temps que la comète, il est exactement dirigé (à 1′ près) dans le prolongement de la ligne qui joint le Soleil au noyau de la comète. Du côté de l'ouest partent de la tête plusieurs autres faisceaux, dont les longueurs augmentent à mesure qu'ils se rapprochent du faisceau central.

Cette structure en faisceaux rayonnants est accusée de la manière la plus nette par la Photographie, et c'est elle qui nous la révèle, car l'examen de la queue cométaire avec l'œil, soit libre, soit armé d'une bonne lunette, ne l'indiquait pas au moment où l'on obtenait ces photographies.

Une circonstanee très intéressante, et qui pouvait être prévue. s'est présentée à l'égard des étoiles. Une action lumineuse maintenue pendant une demi-heure, avec un instrument extra-lumineux et des plaques d'une sensibilité si étonnante, devait amener l'enregistrement des phénomènes lumineux les plus délicats de la région explorée. C'est ce qui est arrivé. La Photographie montre en effet, dans la région occupée par la queue, nombre de très petites étoiles, dont plusieurs ne figurent sur aucun atlas.

Ainsi la Photographie nous révèle une structure dont il faudra tenir compte dans les discussions sur la nature des queues cométaires; elle permet des mesures rigoureuses sur la direction des éléments de cet appendice, et par là pourra aider à remonter à la nature des forces dont les actions combinées ont déterminé sa figure.

Mais de plus, et c'est ici que nous nous trouvons sur un terrain tout à fait nouveau, l'image photographique peut permettre (à l'aide des principes de photométrie dont nous avons entretenu l'Académie dans la séance du 4 avril 1881), elle peut permettre, disons-nous, des mesures et des études de photométrie qui conduisent à des déductions toutes nouvelles.

Tout d'abord, on peut se proposer de comparer l'intensité lumineuse de cette queue de comète avec celle d'un autre astre, afin de s'en former une idée. Cette comparaison est fort instructive. Nous l'avons obtenue en prenant, avec le même télescope, les mêmes

plaques sensibles, et, en employant des durées très variées de l'action lumineuse, une série d'images de notre satellite à son opposition.

Or, si l'on cherche dans cette série l'image lunaire qui correspond comme intensité moyenne [1] à celle de l'image cométaire en dehors du faisceau central et vers 1° de distance du noyau, on trouve que c'est une pose de $\frac{1}{100}$ à $\frac{1}{180}$ de seconde qui, pour la Lune, correspondrait à celle d'une demi-heure pour la comète. Le rapport des durées d'action lumineuse qui ont amené la même intensité d'image est supérieur à 300000.

Nous admettons que deux sources lumineuses d'inégale puissance sont entre elles dans le rapport inverse des temps qui leur sont nécessaires pour accomplir le même travail photographique, c'est-à-dire produire le même dépôt d'argent ou amener la même opacité de teinte. Par exemple, quand une lumière demande un temps double d'une autre pour produire le même phénomène dans les mêmes conditions d'expérience, c'est que la puissance photographique de cette lumière est moitié de cette autre.

Il fallait donc placer nos deux astres dans ces conditions de comparaison, c'est-à-dire obtenir de la Lune une image qui pût être égalée à celle de la comète, et pour cela on a pris avec le télescope qui avait servi pour la comète, et dans les mêmes conditions d'expérience, une série d'images de la pleine Lune.

Le télescope dont nous parlons est si lumineux que la Lune y donne une image sensible, sur plaque à la gélatine, en $\frac{1}{200}$ de seconde. Or on a trouvé, comme nous venons de le dire, que l'image lunaire obtenue en $\frac{1}{160}$ à $\frac{1}{180}$ de seconde avait une opacité moyenne sensiblement égale à celle de la queue cométaire à la distance de 1° du noyau. Ici encore il s'agit, pour la comète, de l'intensité moyenne et non de celle du faisceau central. Cette base de comparaison obtenue, il ne s'agissait plus que de chercher le rapport numérique des temps, qui est celui de 30′, à $\frac{1}{170}$ de seconde, rapport égal à 306000. La lumière de la queue cométaire au point indiqué a donc besoin d'un temps environ trois cent mille fois plus grand que

---

[1] L'image photographique de la Lune présente des différences considérables d'intensité. On a pris ici une intensité moyenne.

celle de la pleine Lune pour accomplir le même travail photographique; elle est donc photographiquement trois cent mille fois plus faible.

Ainsi, cette queue cométaire, en la prenant même si près de la tête, et dans un point où elle paraît encore si éclatante, n'envoie pas la trois-cent-millième partie de la lumière active qui nous est donnée par un point moyennement éclairé de la pleine Lune. Nous nous réservons de tirer de ce fait imprévu plusieurs conséquences importantes.

Mais nous pouvons aller plus loin et chercher quelle est, approximativement, la loi du décroissement de la lumière dans la queue, en fonction de la distance au noyau. Pour résoudre cette nouvelle question, nous avons produit artificiellement des images de queues cométaires dans lesquelles le décroissement de l'intensité lumineuse est proportionnel à une puissance déterminée de la distance au noyau. Le résultat de ces comparaisons montre que, dans certaines parties de la queue de la comète, l'intensité lumineuse décroît plus rapidement que suivant la raison inverse de la quatrième puissance de la distance au noyau.

Au contraire, la décroissance donnée par une parabole du sixième degré paraît plus rapide. C'est donc entre ces limites qu'il faut placer la loi du décroissement de la lumière dans la queue cométaire.

Ici encore, la méthode expérimentale est fort simple. Sur la plaque photographique placée dans un châssis, on place un écran portant une ouverture qui figure la queue de la comète. Devant l'appareil est placé un obturateur dans lequel on a découpé un triangle dont la base est rectiligne et dont les côtés sont des courbes semblables qui, partant des extrémités de la base, vont se rejoindre au sommet. On conçoit que, quand cette fenêtre triangulaire passera devant la plaque sensible, la lumière agira sur les divers points de cette plaque pendant des temps réglés par la largeur de la fenêtre en ce point. A la base du triangle, la durée de la pose sera la plus longue : c'est celle qui déterminera la formation de la queue près de la tête. Au sommet, au contraire, l'action lumineuse sera nulle : ce sera le point où la queue s'évanouit. Dans les points intermédiaires, la durée de l'action lumineuse dépendra de la largeur de la fenêtre en ces points, c'est-à-dire de la forme

des courbes latérales. Or, comme nous venons de le dire, nous sommes parti de la parabole générale $ay = x^m$, et nous avons choisi les formes particulières de manière à obtenir une série de comètes artificielles dans lesquelles l'action lumineuse décrût, dans une première suivant la raison inverse du carré de la distance au noyau, dans une seconde suivant la raison inverse du cube, etc.

Il est encore, sur la physique des comètes, une question très intéressante et qui a été fréquemment soulevée sans qu'elle ait encore reçu une solution définitive, surtout au point de vue numérique : je veux parler de la question de reconnaître et de mesurer les quantités de lumière directe et réfléchie que peut contenir le rayonnement de ces astres. Or, puisque nous pouvons introduire des éléments de mesure dans les images photographiques, nous sommes en état d'aborder cette question. Je n'ai pas pu faire l'application de la méthode dont je donne ici le principe, mais je la recommande pour les prochaines apparitions.

Supposons donc qu'une comète n'envoie que de la lumière directe, et que nous en prenions des images à des instants différents pendant qu'elle s'éloigne de la Terre. Toutes ces images, de grandeurs différentes suivant les variations de distance, auront la même intensité (j'admets qu'il ne se modifie rien dans l'émission lumineuse de l'astre).

Mais si, au contraire, la comète n'envoyait que de la lumière réfléchie, alors non seulement les images diminueraient de grandeur, mais l'intensité même de ces images décroîtrait comme les carrés des distances croissantes de l'astre au Soleil.

Si maintenant nous imaginons les deux cas réunis, nous considérerons alors l'image de la comète, prise dans une de ses positions, comme résultant de la superposition de deux images : l'image de la lumière directe, l'image de la lumière réfléchie ; et la comparaison de l'intensité des images obtenues dans deux positions de l'astre montrera non seulement à quel cas nous avons affaire, mais permettra même une mesure très approximative des proportions de lumières mêlées.

Si, par exemple, pour une certaine distance de la comète au Soleil, la proportion de lumière réfléchie était le quart de la lumière totale, pour une distance double ce quart tomberait au quart de lui-même, c'est-à-dire à $\frac{1}{16}$; et l'intensité de l'image, à

cette distance double, serait diminuée de $\frac{3}{16}$, ou près de $\frac{1}{4}$, quantité bien facile à constater et à mesurer.

Nous n'insistons pas : nous avons seulement voulu montrer combien la Photographie, maniée scientifiquement, apporte de données nouvelles dans ces problèmes si complexes de Physique céleste que soulève la question des comètes. Combien cette voie nouvelle mérite d'être suivie et doit solliciter nos efforts, c'est le but de cette courte Notice.

NOUVELLE POMPE DESTINÉE A COMPRIMER LES GAZ;

PAR M. CAILLETET.

On obtient généralement la liquéfaction de l'acide carbonique et du protoxyde d'azote, qui sont employés dans les laboratoires comme sources de froid énergique, soit en dégageant ces gaz dans un espace limité, où ils se compriment eux-mêmes, soit en les accumulant, au moyen d'une pompe, dans des récipients d'une grande résistance.

L'appareil de Thilorier, dans lequel l'acide carbonique se liquéfie au contact des corps qui le produisent, ne peut guère servir qu'à condenser ce gaz.

Les pompes actuellement en usage nécessitent une assez grande dépense de force, et leur effet utile est souvent réduit, quelquefois même annulé, par l'*espace nuisible* qui existe toujours entre le piston et le fond du cylindre.

On sait en outre combien le fonctionnement des soupapes d'aspiration est irrégulier et cause de dérangements à la marche de ces appareils.

J'ai étudié une disposition de pompe qui me permet d'obtenir de grandes quantités d'acide carbonique ou de protoxyde d'azote liquides, et de comprimer les autres gaz difficilement liquéfiables à des pressions supérieures à 200^{atm}.

J'ai supprimé complètement dans mon appareil tout espace nuisible, en recouvrant le piston plongeur de mercure, qui ne laisse en se déplaçant aucun vide dans le cylindre. Regnault avait

déjà fait construire une pompe dans laquelle le mouvement de va-et-vient d'une colonne mercurielle aspirait et comprimait les gaz. Cet appareil ne semble pas avoir donné des résultats pratiques, car il n'a pas été employé depuis.

Dans la pompe que j'ai fait construire à Châtillon, le travail développé par une machine motrice, ou simplement par un homme, agit sur un arbre coudé qui porte le volant et se transmet à une bielle, dont l'extrémité inférieure met en mouvement un balancier doublement articulé et relié au bâti de l'appareil.

L'extrémité libre de ce balancier, qui dans son mouvement décrit une ligne droite, imprime au piston plongeur A un mouvement alternatif dans le cylindre B (*fig.* 1).

Des cuirs emboutis *a* et *b*, ainsi que le mercure qui recouvre le piston et remplit l'espace resté libre entre ce piston et le corps de pompe, s'opposent absolument à la sortie des gaz comprimés et à la rentrée de l'air extérieur, pendant l'aspiration de la pompe.

Le robinet en acier R remplace la soupape d'aspiration; il est mis en mouvement par deux cames, qui ouvrent et ferment au moment convenable le chemin que suit le gaz en arrivant par l'orifice O.

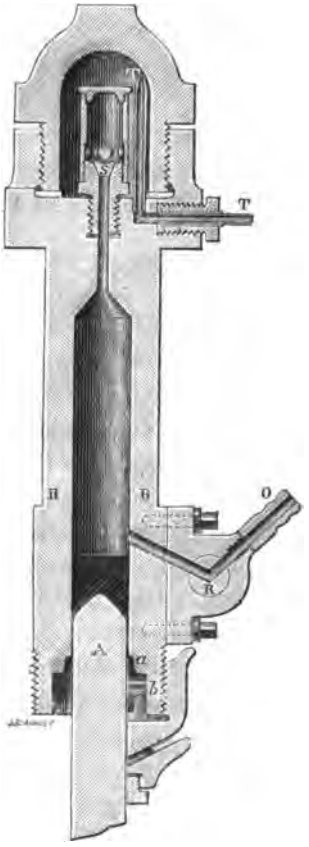
On comprime à chaque révolution du volant environ $\frac{1}{3}$ de litre de gaz; il est donc facile d'obtenir en une heure de travail 400^{gr} ou 500^{gr} d'acide carbonique ou de protoxyde d'azote liquide, en aspirant ces gaz dans un appareil continu ou dans un gazomètre.

Lorsque le gaz comprimé par la couche de mercure qui recouvre le piston a acquis une tension suffisante, il soulève la soupape en ébonite S et, passant par le tube TT auquel est soudé un tube de cuivre flexible, vient s'accumuler dans le récipient qui doit le contenir. Un second tube semblable au tube TT, non représenté dans la figure, fait communiquer l'appareil avec un manomètre métallique qui donne une mesure approchée de la pression du gaz comprimé.

Le graissage des pièces en mouvement au contact du mercure ne peut se faire avec des graisses ou des huiles, qui, en s'unissant au mercure, forment une masse presque solide. J'ai pu résoudre cette difficulté pratique en employant soit de la glycérine, soit mieux encore de la *vaseline*, produit de la distillation des pétroles.

Lorsqu'on veut emmagasiner de grands volumes de gaz comprimés, on ne peut plus se servir de bouteilles en fer; j'ai fait construire dans ce but un récipient, formé de tubes métalliques disposés en faisceaux; ces tubes communiquent entre eux et contiennent environ 4^{lit}; grâce à cette disposition, on peut recueillir

Fig. 1.



et conserver sans danger des gaz comprimés à plusieurs centaines d'atmosphères.

La pompe que je viens de décrire succinctement n'a besoin, pour fonctionner, que d'une faible force motrice; elle peut comprimer cependant de grands volumes de gaz à de hautes pressions, en

évitant tout mélange d'air; elle présente aussi l'avantage de ne pas s'échauffer, car la chaleur dégagée par la compression se répartit, grâce au mouvement du mercure, dans la masse du cylindre, qui se refroidit rapidement sans qu'il soit besoin de faire circuler un courant d'eau froide.

Cet appareil, par les avantages qu'il présente sur les anciennes pompes de compression, rendra, je l'espère, de réels services aux laboratoires et à l'industrie.

SUR LES LOIS DE SOLUBILITÉ DE L'ACIDE CARBONIQUE DANS L'EAU SOUS DE HAUTES PRESSIONS ET SUR L'HYDRATE DE L'ACIDE CARBONIQUE;

PAR M. S. WROBLEWSKI.

La solubilité des gaz dans les liquides sous la pression ordinaire a été déjà l'objet d'une étude approfondie de M. Bunsen; mais, à cause de grandes difficultés expérimentales, on n'a jamais essayé d'étudier ce phénomène sous de hautes pressions. Pour faire ces recherches, j'ai fait construire un appareil (¹), dans lequel le gaz peut être refroidi à zéro et soumis à la pression de 60^{atm}, dans des tubes de diamètre intérieur de 10^{mm} à 12^{mm}. Cet appareil, dans sa forme actuelle, permet d'étudier la solubilité des gaz jusque sous les pressions de 40^{atm} à 50^{atm}.

La description de la méthode employée ne pouvant être comprise dans cette Note, j'énonce ici seulement les lois qui représentent les résultats de mes expériences sur la solubilité de l'acide carbonique dans l'eau :

1° *La température restant constante, le coefficient de saturation,* c'est-à-dire la quantité de gaz (mesurée en centimètres cubes à zéro, et sous la pression de 1^{atm}) dissoute dans 1^{cc} de l'eau, *croît beaucoup moins vite que la pression, tout en tendant vers une certaine limite.*

(¹) *Voir* la description, *Comptes rendus des séances de l'Acad. des Sciences,* t. XCIV, p. 954.

2° *La pression restant constante, ce coefficient augmente lorsque la température diminue.*

Le tableau suivant, qui contient les nombres correspondant à deux températures seulement, justifie l'énoncé de ces lois.

P, pression en atmosphères	S, coefficient de saturation à 0°.	S, coefficient de saturation à 12°,43.	$\frac{S}{P}$ à 0°.	$\frac{S}{P}$ à 12°,43.
1.....	1,797	1,086	1,797	1,086
5.....	8,65	5,15	1,730	1,030
10.....	16,03	9,65	1,603	0,965
15.....	21,95	13,63	1,463	0,909
20.....	26,65	17,11	1,332	0,855
25.....	30,55	20,31	1,222	0,812
30.....	33,74	23,25	1,124	0,775

Il suit de là que les faits sont en contradiction avec les résultats annoncés par MM. Khanikoff et Louguinine. Ces savants, en étudiant la solubilité de l'acide carbonique dans l'eau jusqu'à 4^{atm}, ont cru trouver que la solubilité croît un peu plus vite que la pression. Dans mon Mémoire, je démontrerai que la méthode employée par MM. Khanikoff et Louguinine pour calculer leurs expériences présente une double erreur. Son influence sur la valeur du coefficient est telle que ce coefficient semble croître beaucoup plus vite qu'il ne le fait en réalité, si l'on calcule les expériences de MM. Khanikoff et Louguinine à l'aide des équations déduites des expériences de M. Andrews, équations dont j'ai vérifié l'exactitude d'une manière directe.

L'expérience a montré que l'acide carbonique forme avec l'eau, dans ces conditions toutes particulières, un hydrate.

Si l'on comprime suffisamment du gaz carbonique au contact de l'eau, dans un espace maintenu à zéro, la partie non absorbée de l'acide carbonique se liquéfie, et l'on obtient deux liquides séparés très distinctement l'un de l'autre. L'eau, plus ou moins saturée, au-dessous, et l'acide carbonique liquide, plus léger, au-dessus.

La pression diminuant lentement, l'acide carbonique se volatilise et tout revient à l'état primitif. Mais si nous comprimons l'acide carbonique presque au point de liquéfaction et si nous dé-

tendons alors un peu le gaz, de manière à produire une trace de matière solide soit dans l'eau, soit sur les parois du tube, on remarque le phénomène suivant.

Chaque fois que, tout en augmentant la pression dans l'appareil, on passe par une pression strictement déterminée (que j'appellerai *pression critique du phénomène*), le tube se couvre d'un givre opaque. Chaque fois que, tout en diminuant la pression, on passe par le même point critique, le givre disparaît.

Ce point critique, à la température de zéro, se trouve à la pression de $12^{atm},3$. On peut reproduire ce phénomène autant de fois que l'on veut, si l'on prend la précaution de ne pas *trop* diminuer la pression. Si la pression reste plus forte que le nombre indiqué, on pourra conserver le givre aussi longtemps que l'on voudra.

Ce n'est pas seulement à 0° que ce phénomène se produit. On le produit de la même manière à des températures supérieures : la pression critique alors change de valeur et augmente avec la température.

Elle est :

	0	atm
A	0,48	12,7
	2,7	16,7
	3,6	17,9
	5,3	21,8
	6,1	23,3
	6,8	26,1

En expérimentant avec l'eau et l'air, on n'obtient aucun résultat semblable. A zéro, avec la plus forte détente que puisse subir mon appareil, on voit se former dans l'eau un peu de glace qui fond aussitôt sans produire de givre.

L'étude des propriétés physiques de ce givre et l'analyse, exécutée à la température de zéro et sous la pression d'environ 16^{atm}, ont montré que ce givre est l'hydrate de l'acide carbonique, dont la composition correspond à la formule $CO^2 + 8H^2O$. Le lecteur trouvera la description de la méthode d'analyse dans ma Note, qui a été publiée dans les *Comptes rendus hebdomadaires de l'Académie des Sciences*.

Il existe entre les lois de solubilité et la formation de l'hydrate de l'acide carbonique $CO^2 + 8H^2O$ une relation remarquable qui nous explique toutes les particularités de sa formation, et qui fait

supposer que l'hydrate hypothétique $CO^2 + H^2O$, tant recherché par les chimistes les plus distingués, ne sera probablement jamais obtenu, parce qu'il ne se formerait que dans les conditions que l'expérience ne permet pas de réaliser.

Voyons d'abord quelle est la condition de la combinaison de l'eau avec un gaz comprimé. *Il est évident que l'eau ne peut se convertir en hydrate par compression que lorsqu'elle tient en dissolution la quantité de gaz correspondante à la composition de cet hydrate.*

La composition de l'hydrate $CO^2 + 8HO$ correspond à la solubilité $S = 155$. Le tableau des coefficients de saturation montre que, si nous faisons l'expérience à 0°, cette solubilité ne peut pas être obtenue à l'aide de hautes pressions. Sous la pression de 30^{atm}, S est égale seulement à 33,74. Si l'on augmente la pression, l'acide carbonique se liquéfie et les deux liquides ne se mélangent pas. Ainsi l'on ne détermine pas la combinaison de l'eau avec l'acide carbonique par compression. Mais l'expérience prouve que l'on obtient l'hydrate en produisant *une détente,* c'est-à-dire en abaissant la température du gaz au contact de l'eau probablement jusqu'à la température à laquelle la solubilité du gaz correspond à la composition de l'hydrate. Du reste, l'hydrate se forme seulement soit sur les parois du tube où la couche de l'eau était extrêmement mince, soit à la surface libre du liquide, c'est-à-dire là où l'abaissement de la température a eu lieu.

Aussi ne peut-on pas convertir en hydrate une quantité d'eau un peu grande. Si l'on fait une série de détentes, l'eau gèle avant de se saturer suffisamment dans toute sa masse. Cette circonstance m'a obligé à ne prendre pour mes analyses qu'une petite goutte d'eau et, de plus, à l'étendre sur une surface assez considérable.

L'hydrate une fois formé persiste à l'état solide sous les pressions plus élevées que la pression critique. Il se liquéfie si la pression diminue *un peu;* il se solidifie de nouveau si elle redevient plus grande, et il se décompose, la pression baissant *beaucoup* au-dessous de la pression critique. Or la courbe de la pression critique représentant le passage de l'hydrate de l'état solide à l'état liquide, celle de la décomposition doit être menée par des pressions beaucoup plus faibles.

Pour ce qui est des conditions dans lesquelles se formerait l'hydrate $CO^2 + H^2O$, il faut remarquer que sa composition correspond à la solubilité $S = 1236$. En admettant ainsi que sous une pression suffisante cette valeur puisse être atteinte, ce ne pourrait être qu'à une température tellement basse que l'on ne peut espérer d'y amener l'eau sans qu'elle soit gelée.

SUR DIVERS HYDRATES QUI SE FORMENT PAR LA PRESSION ET LA DÉTENTE;

PAR MM. L. CAILLETET ET BORDET.

Lorsque l'on comprime l'hydrogène phosphoré en présence de l'eau, dans le tube de l'appareil qui a servi à l'un de nous à liquéfier les gaz permanents, l'hydrogène phosphoré se liquéfie et vient flotter sur l'eau, qui en dissout une partie. En réduisant la pression, le gaz liquéfié repasse à l'état gazeux; mais si, au lieu de diminuer lentement la pression, on opère une brusque détente, on voit se former un corps blanc, cristallin, qui tapisse en un instant l'intérieur du tube laboratoire. Lorsqu'on enlève complètement la pression, ou même si on la diminue au delà d'un certain point, le corps disparaît en se dissociant, et des bulles gazeuses se dégagent en abandonnant des gouttelettes liquides sur les parois intérieures du tube.

La formation et la dissociation du composé correspondent à des pressions parfaitement fixes pour des températures déterminées.

Il arrive souvent qu'une première détente ne détermine pas la formation du corps solide; il faut, en effet, que l'abaissement de la température résultant de la détente soit suffisant pour permettre la formation d'un cristal qui provoque à son tour la cristallisation de toute la masse surfondue, ainsi que M. Gernez l'a montré par ses intéressantes recherches. Dès que la cristallisation a été une fois obtenue, il est facile de l'obtenir de nouveau par une simple compression, grâce, sans doute, à la présence de cristaux infiniment petits qui restent dans le tube pendant un temps assez long.

Le corps cristallin se dépose d'abord dans le tube sous forme de taches qui augmentent rapidement et ne forment plus bientôt qu'une couche uniforme. Ces taches s'étendent sous forme de rayons, en partant d'un centre, qui n'est autre qu'un cristal de très petites dimensions. Le composé ainsi obtenu est sans doute un hydrate de phosphonium; nous n'avons pu déterminer sa composition, à cause des difficultés toutes spéciales que présente cette analyse; nous avons constaté cependant qu'en plaçant dans le tube une quantité d'eau suffisante pour absorber tout le gaz, on peut ajouter une nouvelle quantité de liquide qui s'associe au composé lorsqu'on le reforme par la pression. Si cependant on opérait en présence d'un grand excès d'eau, le corps cristallisé resterait en suspension dans le liquide sans s'y dissoudre.

Il est possible, en chauffant légèrement une partie du tube, de faire distiller le composé qui se dépose dans les parties les plus froides, sous forme de cristaux d'un assez grand volume et d'une netteté parfaite, que nous espérons pouvoir mesurer, grâce à un dispositif que nous étudions.

Nous avons déterminé avec un manomètre à azote, que l'un de nous a fait connaître depuis longtemps à l'Académie, les pressions correspondant à la formation du composé pour les températures données.

	^{o}		^{atm}
A +	2,2	le composé se forme sous	2,8
	4,0	»	3,0
	6,8	»	3,9
	9,0	»	5,1
	11,0	»	6,7
	14,0	»	8,9
	15,0	»	9,8
	17,0	»	11,0
	20,0	»	15,1

Enfin le point critique, soit la température au-dessus de laquelle le composé ne se forme plus sous une pression quelconque, correspond à + 28°.

En comprimant des volumes égaux d'acide carbonique et d'hydrogène phosphoré en présence de l'eau, on obtient un corps blanc cristallin, sans résidu gazeux. Ce corps n'est pas un mélange d'hydrate de phosphonium et d'hydrate d'acide carbonique,

que M. Wroblewski a récemment découvert et étudié [1]; ce corps se détruit, en effet, au-dessous de + 7°, tandis que le composé que nous avons obtenu existe encore à + 22°.

En comprimant de l'hydrogène phosphoré sec et du sulfure de carbone, on n'obtient aucune combinaison; mais, si l'on introduit un peu d'eau dans le tube, il se forme, par la détente, un composé blanc, solide et cristallin, qui se détruit en se dissociant par l'élévation de la température ou par la diminution de la pression.

L'acide sulfhydrique se combine également à l'eau dans les conditions des expériences précédentes [2]; le corps solide qu'on obtient se forme

	°		atm
A +	1,0	sous	2,0
	5,4	»	2,3
	8,0	»	3,0
	10,8	»	3,6
	12,2	»	4,7
	14,0	»	5,4
	15,5	»	6,6
	18,1	»	7,9
	22,8	»	11,0
	25,0	»	16,0

Le point critique est à + 29°, soit sensiblement le même que pour l'hydrate d'hydrogène phosphoré.

En comprimant du gaz ammoniac en présence d'une dissolution saturée de ce corps, de nouvelles quantités de gaz se dissolvent lorsqu'on donne la pression, et les effets produits par la détente sont à peu près nuls, à raison de la trop grande compressibilité du système; mais, si l'on introduit dans le tube une certaine quantité d'air, la détente donne naissance à des vapeurs blanches, épaisses, qui tombent dans le tube sans reprendre l'état gazeux.

---

(1) *Voir* ci-dessus, et aussi dans les *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, t. XCIV, p. 212.

(2) Dans une Note insérée au t. XCV des *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, p. 129, M. de Forcrand rappelle qu'il a étudié un hydrate d'hydrogène sulfuré (*Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, p. 967) dont il a indiqué, en particulier, le point critique. Il annonce également qu'on peut obtenir un hydrate d'hydrogène sélénié, en comprimant l'acide sélénhydrique avec de l'eau, etc. R.

Ce corps est sans doute un hydrate d'ammoniaque. Nous avons essayé de refroidir le tube jusqu'à — 11° sans obtenir le dépôt de ces vapeurs sur les parois du tube.

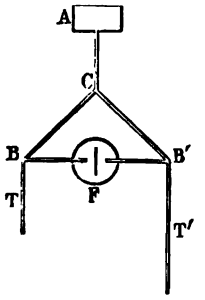
Il est vraisemblable que plusieurs autres hydrates pourront être obtenus par la détente suivie d'une nouvelle compression; on réalise ainsi les deux conditions de la formation de ces corps, qui ont besoin d'une température basse pour se créer et d'une pression pour ne pas se dissocier.

APPAREIL POUR L'ÉTUDE DE L'ÉCOULEMENT DES FLUIDES;

PAR M. B. ÉLIE.

Voici un appareil à la fois simple et très sensible pour étudier les lois de l'écoulement des fluides dans les tuyaux (lois de Poiseuille, Girard). C'est une sorte de pont de Wheatstone dans lequel le gaz se rend d'un réservoir A (*fig.* 1) dans les tubes à comparer T et T'; de B et B' partent des tubes qui pénètrent dans un flacon fermé F et dont les ouvertures sont à égales distances d'une feuille d'or suspendue verticalement. On rend les branches CB, CB' aussi

Fig. 1.



identiques que possible et, les résistances T et T' étant enlevées ou égales, la feuille d'or doit rester immobile pour une pression donnée du réservoir; cette pression étant la même en B qu'en B', il passe par CB et CB' les mêmes quantités de gaz.

Afin d'obtenir une résistance variable, une sorte de rhéostat, le plus simple est d'enfoncer plus ou moins dans l'un des tubes T' une baguette de verre.

Toute différence dans les résistances de T et T' produira une déviation de la feuille. Par exemple, le pont étant équilibré, si l'on chauffe à l'aide d'une lampe à alcool le tube T, la feuille déviera sous l'influence d'un courant allant de B en B', accusant une augmentation dans la résistance de T, due sans doute à ce que la viscosité du gaz s'est accrue; si l'on chauffe la branche correspondante BC, la déviation est inverse (¹).

J'ajouterai que, si l'on prend deux tubes T' et T, ce dernier d'un diamètre inférieur à celui de T', mais pourtant par sa longueur de résistance un peu moindre pour une pression donnée du réservoir (soit 3^{cm} d'eau lorsqu'il n'y a pas écoulement) et si l'on double la pression, la feuille, en déviant dans le sens opposé, indique que la résistance de T est devenue supérieure à celle de T'. Ce dernier résultat aurait besoin d'une explication.

NIVEAU A GAZ;

PAR M. V. NEYRENEUF.

L'appareil se compose d'un tube en Y, relié par la branche principale aux tuyaux de distribution du gaz d'éclairage, et par les deux branches conjuguées, au moyen de tubes de caoutchouc égaux, à deux becs à large ouverture, identiques de tous points. Un robinet à cadran ou simplement une pince à gaz permet de diminuer graduellement la pression.

Placés au même niveau, les deux becs alimenteront deux flammes présentant le même éclat et la même grandeur pour les pressions les plus diverses. Il n'en sera plus ainsi si l'un des becs est disposé à un niveau supérieur. Les allures des deux flammes, semblables à la pression ordinaire, accuseront des différences

---

(¹) *Voir* BONTEMPS, *Journal de Physique*, 1re série, t. III, p. 233.

d'autant plus sensibles que la pression sera plus faible; il arrivera un moment où celle située au niveau le plus bas s'annihilera complètement, alors que l'autre continuera à briller d'un assez vif éclat. Plus est grande la différence de niveau, plus est grande la pression limite pour laquelle s'éteint la flamme inférieure. Dans le cas d'une différence de niveau qui ne dépasse pas une fraction de millimètre, l'effet est encore nettement accusé, et l'on peut, sur ces indications, disposer les orifices des deux becs assez rigoureusement sur un même plan horizontal pour ne pas pouvoir saisir de différence de niveau, avec le cathétomètre. Il est indispensable d'éviter dans ce cas une trop grande inégalité dans les échauffements des becs, ce qui exige que l'on opère assez rapidement et en laissant refroidir pour chaque essai celui sur lequel la flamme s'est maintenue.

TUBE CHANTANT;

PAR M. V. NEYRENEUF.

La flamme à vibrations sympathiques du comte Schaffgotsch n'obéit qu'à un son, en relation déterminée avec le son propre au tuyau qui l'enveloppe. On peut, comme je l'ai montré, obtenir une flamme nue, apte à rendre une série de sons et, par suite, à répéter un air sifflé même à grande distance. Il suffit, pour cela, de faire choquer l'une contre l'autre deux flammes, ou encore une flamme contre un courant d'air.

Il est assez long de régler, pour avoir les meilleurs résultats, soit les positions relatives des deux jets, soit leur force, et il vaut mieux avoir recours à la disposition suivante, qui respecte les conditions essentielles.

Un tube de cuivre d'une longueur de $0^m,25$ et d'un diamètre de $0^m,033$ est fixé verticalement. Par l'ouverture inférieure on introduit presque horizontalement une flamme fournie par un bec dont l'ouverture est de $0^m,002$. Un choc se produit contre la paroi opposée au bec en même temps qu'un appel d'air est déterminé par le tube faisant office de cheminée.

On peut obtenir ainsi, comme avec la disposition ancienne, soit des sons spontanés très purs, soit des sons échos dont l'intensité est remarquable.

Les deux séries de sons peuvent du reste coexister, et, dans ce cas, le phénomène se complique, par suite de la formation de sons résultants énergiques.

EDOUARD ROCHE. — Mémoire sur l'état intérieur du globe terrestre (*Mémoires de l'Académie des Sciences et Lettres de Montpellier*, section des Sciences, t. X; 1881).

On admet généralement que la Terre est entièrement fluide dans son intérieur, à l'exception d'une mince écorce, et la plupart des études mathématiques faites sur la figure et la constitution de la Terre supposent cette fluidité. M. Roche reprend ces recherches dans l'hypothèse où le globe serait formé d'un noyau ou bloc solide, recouvert d'une couche moins dense qui peut être partiellement fluide à une certaine profondeur.

Toute hypothèse relative à la répartition des densités du globe terrestre, de la surface au centre, doit satisfaire à trois conditions: 1° la valeur de la densité moyenne doit se trouver égale à 5,56 environ; 2° la densité des couches superficielles directement déterminée ne dépassant pas 2,5, il faut que les couches profondes, et surtout la région centrale, aient une densité bien plus grande; 3° la valeur numérique d'une certaine constante déterminée par le phénomène astronomique de la précession des équinoxes dépend des moments d'inertie du sphéroïde terrestre par rapport à ses axes principaux et détermine une relation à laquelle la loi de progression des densités doit obéir.

Ces conditions sont nécessaires, mais insuffisantes, pour déterminer complètement les éléments inconnus du problème : d'où la nécessité d'une hypothèse particulière telle que celle de la fluidité, ou la nouvelle hypothèse proposée par M. Roche. Ce savant reproche à l'hypothèse de la fluidité d'être incompatible avec un aplatissement du globe terrestre notablement supérieur à $\frac{1}{300}$, c'est-à-dire de conduire à des valeurs certainement inexactes de la

constante de la précession quand on attribue à l'aplatissement la valeur $\frac{1}{294}$ ou $\frac{1}{292}$ qui résulte de la comparaison de l'ensemble des mesures géodésiques actuellement effectuées. Si ces valeurs sont confirmées, il s'ensuivra qu'il y a contradiction absolue entre la forme réelle du globe et l'assimilation de la Terre à un sphéroïde entièrement fluide, tournant tout d'une pièce autour de son axe naturel de rotation.

M. Roche établit qu'en prenant 3,06 pour densité moyenne de la couche superficielle et en supposant l'aplatissement moindre que $\frac{1}{295}$, il n'existe pas de solution qui satisfasse aux nouvelles conditions qu'il impose; mais, si l'on suppose l'aplatissement égal à $\frac{1}{294,3}$, il y a une solution et une seule : la densité du bloc principal est 1,36 par rapport à la densité moyenne de la Terre, c'est-à-dire 7,6 par rapport à l'eau; le rayon de ce bloc est 0,82 du rayon terrestre, son aplatissement $\frac{1}{316}$; il ne présente pas de condensation vers le centre. La couche externe, dont on a fixé la densité *a priori*, a pour épaisseur environ le $\frac{1}{6}$ du rayon; son volume atteint les $\frac{4}{9}$ (presque la moitié) du globe entier et renferme un quart de la masse totale. Mais, si l'on donne à l'aplatissement E des valeurs plus grandes, par exemple $E = \frac{1}{294}$, il n'y a pas plus de solution que pour $E = \frac{1}{295}$. Il n'y a donc qu'une seule valeur de l'aplatissement compatible avec l'hypothèse de M. Roche.

L'auteur écarte cette restriction d'une manière extrêmement intéressante. Il suffit, en effet, d'admettre, ce qui est bien vraisemblable, que la durée du jour a varié d'une petite quantité depuis la solidification du bloc central pour introduire, dans les formules, une quantité dont on peut disposer, de telle sorte qu'il y ait une solution pour des valeurs de l'aplatissement supérieures à $\frac{1}{294,3}$. Il y a plus, et dans cette nouvelle hypothèse, à chaque valeur de la diminution de la durée du jour correspondent une infinité de solutions, différant entre elles par la valeur attribuée à la condensation du bloc central, c'est-à-dire à l'accroissement de la densité dans les régions voisines du centre. Suivant la valeur attribuée à la fraction μ (toujours très petite) de la masse totale qu'on suppose ainsi placée au centre, le rayon et la densité moyennes du bloc central changent; mais la valeur de l'aplatissement E varie si peu qu'on peut dire physiquement qu'à chaque valeur $T_0 - T$ de la

diminution du jour correspond une valeur unique de E. Ces valeurs seraient les suivantes :

$\frac{1}{E}$.	$T_0 - T$ en minutes.	d.	p.
294,3	0	1,37	0,820
294	5	1,36	0,823
293	17,3	1,34	0,831
292	29,5	1,31	0,839

Réciproquement, si l'on pouvait supposer l'aplatissement terrestre connu avec précision, on en déduirait, par cette théorie, une valeur approchée de la diminution de la durée du jour depuis le moment de la solidification du noyau central.

Quand on suppose $\mu = 0$, le caractère de la solution donnée par les diverses valeurs de l'aplatissement est peu différent. Dans le tableau ci-dessus, d indique le rapport de la densité du bloc central à la densité moyenne de la Terre, p le rapport de son rayon au rayon terrestre, le tout pour $\mu = 0$. E. Bouty.

H. STRUVE. — Fresnel's Interferenzerscheinungen, theoretisch und experimentell bearbeitet (Étude théorique et expérimentale des interférences de Fresnel); *Annalen der Physik*, t. XV, p. 45; 1882.

Dans un travail analysé dans ce Journal (1re série, t. IX, p. 261; 1880), M. F. Weber avait mis en évidence, par l'expérience et par le calcul, l'influence notable de la diffraction lorsqu'on produit les franges d'interférence, soit par les miroirs, soit par le biprisme. M. Struve montre que le calcul de l'intensité aux différents points de l'écran peut se faire assez facilement, au moyen des deux fonctions

$$M(u) = \int_u^\infty \cos(\xi^2 - u^2)\,d\xi$$

et

$$N(u) = \int_u^\infty \sin(\xi^2 - u^2)\,d\xi.$$

En particulier, dans le cas de miroirs en contact, on a, pour l'expression de l'intensité,

$$J = [M(u_1) + M(u_2)]^2 + [N(u_1) + N(u_2)]^2,$$

en posant

$$u_i = -\sqrt{\frac{\pi}{\lambda}}\,\frac{\rho_0\rho}{\rho_0+\rho}\left[\frac{x}{\rho}+(-1)^{i-1}\frac{x_0}{\rho_0}\right].$$

x représente la demi-distance des deux sources, ρ leur distance commune à la ligne de contact des miroirs; x_0 et ρ_0 les distances du point de l'écran au milieu de la frange centrale et à la ligne de contact des miroirs ($i=1$ ou $i=2$). De nombreuses expériences ont pu vérifier l'exactitude de cette formule (¹).

Les fonctions $M(u)$ et $N(u)$ ont les propriétés suivantes :

Pour les valeurs positives de u, elles décroissent rapidement, et d'une manière continue, lorsque u augmente, la première, en tendant vers $\frac{1}{4v^3}$, la seconde vers $\frac{1}{2v}$. L'auteur donne, à la fin du Mémoire, un Tableau des valeurs numériques de ces deux fonctions.

Pour $u<0$, les valeurs des fonctions se déduisent des précédentes, grâce aux relations

$$M(-u)=\sqrt{\pi}\sin\left(u^2+\frac{\pi}{4}\right)-M(+u),$$

$$N(-u)=\sqrt{\pi}\cos\left(u^2+\frac{\pi}{4}\right)-N(+u).$$

J. Macé de Lépinay.

F. KOHLRAUSCH. — Transportable Instrumente zur Messung der Erdmagnetischen Intensitätsvariationen (Instruments portatifs pour la mesure des variations d'intensité du magnétisme terrestre); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XV, p. 533; 1882.

Ces instruments, sans être nouveaux en principe, se distinguent des autres par leurs petites dimensions et la facilité avec laquelle on peut les transporter et les installer.

(¹) Il peut paraître étonnant que l'inégalité de largeur des diverses franges ait pu échapper à Fresnel. L'auteur fait remarquer : 1° qu'avec les données numériques indiquées par Fresnel, les inégalités de largeur n'atteignaient que $0^{mm},02$. 2° Fresnel, pour obtenir la largeur d'une frange, la déduisait, non pas de mesures

1. *Magnétomètre bifilaire portatif.* — L'aimant est logé dans une boîte rectangulaire de 125^{mm} de longueur, 50^{mm} de largeur et 50^{mm} de hauteur, fabriquée avec des plaques de cuivre de 5^{mm} et fermée en avant par une glace. Le couvercle porte un tube de 25^{mm} de diamètre, 250^{mm} de hauteur, muni d'un cercle de torsion qui soutient une suspension bifilaire formée de deux fils de laiton de $\frac{1}{20}$ de millimètre de diamètre, maintenus environ à 8^{mm} l'un de l'autre par des poulies en forme de segment circulaire. L'aimant a 100^{mm} de longueur, 14^{mm} d'épaisseur; il est percé suivant son axe d'un trou de 9^{mm} de diamètre; il pèse 83^{gr}. L'étrier dans lequel il est placé porte le miroir mobile; un thermomètre donne la température de la caisse, et un miroir fixe, porté par cette caisse, permet de constater la position de l'instrument.

On place l'aiguille perpendiculairement au méridien magnétique, et on vérifie cette position au moyen d'un aimant, qui, placé dans le méridien de part et d'autre de l'aiguille, ne modifie pas son orientation.

On détermine la valeur des degrés de l'échelle en fonction du magnétisme total de l'aiguille, soit en plaçant un aimant connu à une distance donnée, soit au moyen du cercle de torsion.

La sensibilité varie avec l'écartement des fils de suspension. La correction de température est facile et la variation d'élasticité des fils de suspension est négligeable.

2. *Instrument de mesure des variations avec aimants directeurs.* — On peut aussi mesurer les variations avec une boussole dont l'aiguille est amenée à 90° du méridien magnétique, soit au moyen d'un aimant unique, soit par deux aimants, comme le faisait Lamont, soit avec quatre aimants agissant tous dans le même sens. L'auteur démontre que la constance du champ magnétique ainsi réalisé est de beaucoup supérieure à celle du champ obtenu par Lamont.

Dans l'instrument, les quatre aimants sont portés par un cercle métallique à l'intérieur duquel se trouve un cercle gradué. La caisse destinée à amortir les oscillations de l'aiguille est en cuivre

---

faites individuellement sur chacune d'elles, mais de la mesure de la distance totale des minima d'ordre élevé à droite et à gauche de la frange centrale.

électrolytique; l'aiguille se réduit à un miroir aimanté. Les barreaux directeurs sont de petites dimensions, de façon qu'ils prennent facilement la température ambiante; ils sont ou non compensés par la méthode Lamont.

La suppression des quatre barreaux auxiliaires transforme facilement cet appareil en un petit magnétomètre.

Pour mettre l'instrument en place, on oriente d'abord de l'est à l'ouest la boîte de l'aiguille, on place les barreaux directeurs à des distances l'un de l'autre, d pour la première paire, d' pour la deuxième, telles que $\frac{d'}{d} = \frac{1}{1,12}$, et on règle la distance d suivant la sensibilité qu'on veut donner à l'instrument; on amène ensuite l'aiguille à être perpendiculaire au méridien magnétique. La détermination de la valeur de l'échelle et la correction de température sont analogues à celles faites plus haut.

Ces deux instruments donnent, d'après l'auteur, les variations à $\frac{1}{10000}$ de la valeur totale; étudiés simultanément à l'observatoire de Würsbourg, ils ont marché parfaitement d'accord et ont donné des résultats satisfaisants, malgré des variations assez étendues de la température de la chambre. C. Daguenet.

F. KOHLRAUSCH. — Tangenten-Bussole für absolute Messungen; Electrodynamometer und metallfreies Magnetometer (Boussole des tangentes pour les mesures absolues. Électrodynamomètre et magnétomètre sans métal); *Ann. der Physik und Chemie*, t. XV, p. 550; 1882.

1. *Magnétomètre sans métal.* — Dans la construction de cet instrument on ne fait entrer que de petites pièces métalliques qui sont toutes assez loin de l'aimant.

Il repose sur un pied en bois portant une caisse également en bois, surmontée d'un tube de verre muni d'un bouton de torsion.

L'aiguille est un petit miroir aimanté à la partie inférieure duquel est vissé un fil de cuivre portant un cadre de 46^{mm} de côté, tendu de papier de soie. Cette palette, qui amortit les oscillations, est placée entre deux lames minces de cuivre éloignées l'une de l'autre d'environ 4^{mm}; le tout est contenu dans un cylindre en verre argenté extérieurement, pour éviter l'électrisa-

tion par frottement. On peut aussi employer un amortisseur ordinaire en cuivre.

2. *Boussole des tangentes pour les mesures absolues.* — Cette boussole se compose du magnétomètre précédent fixé par un triangle en bois au milieu d'un cercle de cuivre de 4^{mm} d'épaisseur, 8^{mm} de largeur et 400^{mm} de diamètre. Le cercle se prolonge à la partie inférieure par deux bandes parallèles séparées par une bande d'ébonite. Il est facile de tenir compte de l'action de cette partie, et des irrégularités du cercle dont on mesure les dimensions avec un comparateur.

3. *Galvanomètre à miroir avec amortisseur variable.* — L'aimant est un miroir de 12^{mm} de diamètre suspendu dans un multiplicateur en forme d'ellipse de 60^{mm} de hauteur et 50^{mm} d'épaisseur. La cavité intérieure a 30^{mm} de diamètre; le fil de cuivre traverse une rainure de multiplicateur et s'attache à un bouton extérieur. Une plaque de cuivre électrolytique s'engage dans le cadre et peut à volonté être rapprochée ou éloignée de l'aimant. Le fil du multiplicateur forme quatre couches distinctes, deux de gros fil, deux de fil fin qui donnent une résistance de $\frac{1}{8}$, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, 15, 30, 60 unités Siemens.

On peut, comme dans les autres instruments, faire varier la sensibilité au moyen d'un aimant auxiliaire et opérer dans un azimut quelconque. Dans le fil le plus fin, le courant de 1^{dil} donne encore une déviation sensible après avoir traversé 100 000 Siemens.

4. *Électrodynamomètre unifilaire destiné surtout aux courants alternatifs.* — Dans l'appareil de Weber, on ne peut augmenter la sensibilité qu'en rapprochant l'un de l'autre les fils de suspension; dans ces conditions, les erreurs augmentent; aussi vaut-il mieux employer un seul fil de suspension et faire sortir le courant par une spirale de fil très fin rattachée au socle de l'appareil. On peut aussi, surtout pour les courants alternatifs, faire arriver le courant par une plaque de platine plongeant dans l'eau acidulée qui sert en même temps d'amortisseur; cette plaque doit être complètement immergée dans le liquide.

La bobine mobile est formée d'un fil de $0^{mm},7$ de diamètre, enroulé sur un cadre d'ivoire qui porte en avant le miroir, en

arrière un autre poids; elle est suspendue par un fil de laiton de $\frac{1}{10}$ à $\frac{1}{20}$ de millimètre qui amène le courant et qui est supporté par un cercle de torsion. La bobine fixe est composée de deux parties distinctes, séparées l'une de l'autre par une pièce de bois que traversent les fils de la bobine mobile; on peut associer à volonté ces deux parties. La résistance de l'appareil est environ 30 unités Siemens.

C. DAGUENET.

ANNALES DE CHIMIE ET DE PHYSIQUE.

5e série. — Tomes XXII, XXIII et XXIV. — Année 1881.

Dr O.-J. BROCH, H. SAINTE-CLAIRE DEVILLE et STAS. — De la règle en forme de X et en platine iridié pur à 10 pour 100 d'iridium, t. XXIII, p. 120.

L'alliage dont est formé ce mètre ne contient que des traces insignifiantes de métaux étrangers. Il a pour densité 21,553. Les études qui ont accompagné sa fabrication ont appris que l'on peut atteindre à une composition identique d'alliage, par des fontes séparées; mais qu'on doit se garder, pour amener le lingot à sa forme définitive, de l'étirer à la filière; on introduit ainsi dans l'alliage des quantités de fer très supérieures à la tolérance acceptable.

La règle en forme de X a été amenée à son état actuel exclusivement par voie de rabotage. Elle a été fondue et travaillée, à Londres, dans les ateliers de M. Mathey, et terminée, à Paris, par MM. Brünner, qui doivent la diviser d'après un mètre qui a une origine authentique.

La composition en centièmes des copeaux de rabotage de la règle, fournie par l'une des analyses, est :

Iridium	10,1496
Fer	0,0420
Ruthénium	0,0180
Rhodium	0,0381
Platine	89,6300
Perte	0,1224
	100,0000

E.-H. AMAGAT. — Sur la compressibilité des gaz sous de fortes pressions, t. XXIII, p. 353.

Les expériences qui font l'objet de ce Mémoire ont été réalisées par une disposition analogue à celle que l'auteur avait employée dans ses travaux précédents. Elle consiste essentiellement dans la comparaison de deux manomètres contenant l'un, A, de l'azote, l'autre, B, le gaz dont on étudie la compressibilité. Ce dernier est placé au centre d'une cuve pleine d'eau dont on peut faire varier à volonté la température. L'étude, faite précédemment, de la compressibilité absolue de l'azote permet de déduire la valeur de la pression de la lecture du manomètre A; celle du manomètre B donne le volume du gaz étudié, et des thermomètres placés dans la cuve qui l'entoure font connaître la température. La pression est produite par une presse hydraulique.

Les expériences ont porté sur l'azote, l'hydrogène, le formène, l'éthylène et l'acide carbonique, pour des pressions comprises entre 30^{atm} et 420^{atm}, et depuis la température ambiante jusqu'à 100°. Elles sont résumées dans des Tableaux donnant la valeur du produit pv pour des pressions échelonnées de 10^{m} en 10^{m} de mercure pour l'éthylène, et l'acide carbonique de 20^{m} en 20^{m} pour les autres gaz, et pour une série de cinq à dix températures différentes, échelonnées entre la température ambiante et 100°. Les résultats sont aussi figurés par des courbes construites en prenant les pressions pour abscisses et les produits pv pour ordonnées.

L'inspection des courbes montre que les faisceaux qu'elles forment peuvent être rapportés à deux types extrêmes, dont elles s'écartent plus ou moins. L'hydrogène fournit le premier type : toutes les lignes sont sensiblement droites et parallèles à toutes les températures, et les valeurs de pv vont toujours en croissant avec la pression. L'acide carbonique et l'éthylène forment le type opposé : les produits pv décroissent d'abord rapidement, atteignent un minimum et croissent ensuite indéfiniment; ces variations de pv, très rapides aux températures voisines du point critique, vont en diminuant quand la température s'élève; le point de la courbe où l'ordonnée est minima s'éloigne régulièrement de l'origine. Ainsi,

pour l'éthylène à 16°,3, le minimum de pv correspond à une pression de 55^m de mercure, à 50°, à 88^m, à 100°, à 120^m. Pour l'acide carbonique, il correspond respectivement à 70^m et à 160^m de mercure pour les températures de 35°,1 et de 100°.

Au delà de ce minimum, les courbes se relèvent rapidement, et, pour les pressions les plus fortes, elles deviennent sensiblement des droites parallèles. Cette tendance est très nettement accusée sur les diagrammes, sauf pour un seul gaz, le formène, soit que les pressions n'aient pas été poussées assez loin pour ce gaz, soit pour toute autre cause inconnue.

Soit

$$pv = \alpha p + \beta \tag{1}$$

l'équation de l'une des droites vers lesquelles tendent les courbes figuratives de M. Amagat. Cette équation peut s'écrire

$$p(v - \alpha) = \beta,$$

et peut s'interpréter, en admettant que, à partir d'une pression suffisamment élevée, la loi de Mariotte est rigoureusement applicable aux gaz, à la condition de prendre pour volume V du gaz l'espace v occupé par le gaz diminué du volume α de ses molécules. Cette interprétation est d'autant plus vraisemblable que, toutes les droites figuratives sont parallèles, que, par conséquent, les valeurs de α relatives à un même gaz se trouvent identiques à toute température. M. Amagat a trouvé, pour le rapport $\frac{\alpha}{v}$ sous la pression de 760^{mm}, les valeurs suivantes :

Hydrogène	0,00078
Acide carbonique	0,00170
Éthylène	0,00232

L'étude des diagrammes permet évidemment de déterminer les coefficients de dilatation des différents gaz sous pression constante. Les résultats ainsi obtenus pour l'acide carbonique et l'éthylène sont assez compliqués. M. Amagat croit pouvoir les formuler comme il suit :

1° Le coefficient de dilatation des gaz (ramené à l'unité de volume) augmente avec la pression jusqu'à un maximum, à partir duquel il décroît indéfiniment ;

2° Ce maximum a lieu sous la pression pour laquelle le produit pv est minimum, alors que, par conséquent, le gaz suit accidentellement la loi de Mariotte;

3° Les températures croissant, ce maximum devient de moins en moins sensible et finit par disparaître.

L. JOULIN. — Recherches expérimentales sur la diffusion, t. XXII, p. 398.

Ce Mémoire a pour objet principal l'étude de la condensation des gaz par le charbon. On a toujours employé le charbon provenant d'une espèce de nerprun (*Rhamnus frangula*), distillé en vase clos vers 300°, passé au feu de forge, séché au rouge sombre et épuisé par le vide, vers 250°, dans le récipient même de l'appareil où se font les expériences.

Voici les principales conclusions du travail de M. Joulin :

1° Dans toute la portion de l'échelle des pressions parcourue, pour les gaz difficilement liquéfiables, à partir seulement d'une certaine valeur de la pression pour les gaz facilement liquéfiables, l'accroissement de la quantité de gaz condensée est proportionnelle à l'accroissement de la pression pour une même température, et le rapport ne varie pas beaucoup pour les différents gaz étudiés (azote, oxygène, hydrogène, acide carbonique, ammoniaque). Pour les gaz difficilement liquéfiables, il y a presque proportionnalité des quantités absorbées aux pressions; c'est-à-dire que les gaz se condensent dans le charbon, de la même manière qu'ils se dissolvent dans un liquide (loi de Dalton).

2° Pour les gaz difficilement liquéfiables, les variations des quantités de gaz condensés sous une même pression sont liées aux variations de température par une expression binôme analogue à celle des dilatations. Il en est de même pour les gaz facilement liquéfiables; cette relation n'est applicable qu'à partir d'une température suffisamment élevée.

3° Le temps nécessaire pour atteindre la saturation dans le cas d'un mélange gazeux est beaucoup plus long que pour chacun des gaz formant le mélange, et paraît dépendre, pour un même gaz, de la nature des gaz auxquels il est mêlé; mais, au point de vue de l'équilibre, chaque gaz se comporte comme s'il était seul à la pression qu'il a dans l'atmosphère finale.

4° L'équilibre qui tend à s'établir entre un charbon chargé de gaz et l'atmosphère qui le baigne est le même que si le charbon épuisé de gaz était plongé dans une atmosphère formée par le mélange des gaz libres et des gaz antérieurement absorbés.

5° Le charbon imbibé de liquides conserve une partie de son pouvoir absorbant qui varie avec la pression et la température, ainsi que suivant la nature du liquide.

6° Pour les liquides renfermés dans une membrane de caoutchouc, les absorptions sont les mêmes, mais beaucoup plus lentes que pour les liquides à surface libre : les échanges entre des atmosphères limitées et les gaz dissous semblent s'effectuer d'après les mêmes lois que pour les corps poreux.

J.-B. BAILLE. — Mesure des forces électromotrices des piles par la balance de torsion, t. XXIII, p. 269.

Sir W. Thomson a évalué, en unités électrostatiques, la force électromotrice de la pile de Daniell et trouvé qu'elle est égale à 0,00378 unités C. G. S. Cette mesure a été effectuée à l'aide de l'électromètre absolu.

M. Baille emploie une balance de torsion dont le levier mobile est constitué par un tube de cuivre de $0^m,50$ de long, portant à chaque extrémité une sphère, aussi en cuivre doré, de $0^m,03$ de diamètre. Ce levier, suspendu à un fil d'argent recuit de $2^m,90$ de long, porte un miroir qui permet d'en apprécier les déviations. Quatre sphères fixes, identiques à celles du levier et portées verticalement par des tubes de cuivre isolés, occupaient les quatre sommets d'un rectangle de $0^m,20$ sur $0^m,50$, et le levier, dans sa position d'équilibre, était la parallèle au grand côté menée par le milieu du petit. Tout cet appareil, porté par un fort pilier en maçonnerie, était environné d'une caisse métallique reliée au sol, pour éviter les actions électriques extérieures. Les boules mobiles étaient chargées d'électricité par le fil de torsion lui-même. Toutes les pièces communiquaient extérieurement par des fils bien isolés avec un commutateur qui permettait de charger et de décharger les pièces sans ouvrir la boîte.

L'action d'un couple Daniell chargeant une paire de boules fixes et celle de 50 couples Daniell chargeant le levier produisaient une

attraction ou une répulsion de $0^m,0002$, quantité très nettement appréciable dans les conditions où opérait M. Baille.

La formule qui sert au calcul des expériences est celle de Coulomb,

$$C\alpha = \frac{MM'}{b^2} l; \tag{1}$$

elle exprime l'équilibre statique entre les moments des forces en présence. C désigne le couple de torsion du fil, α l'angle dont a tourné le levier, b la distance des centres, M et M' les quantités d'électricité chargeant les boules fixes et mobiles, et l la longueur du levier.

On mesure C par la durée des oscillations du levier, à l'aide de la formule connue

$$\theta = \pi\sqrt{\frac{\Sigma pr^2}{C}};$$

Σpr^2 est le moment d'inertie, qu'on calcule sans difficulté.

Quant au second membre de la formule, il doit subir diverses corrections qui sont loin d'être négligeables. Remarquons, en effet, que les masses M et M' agissantes peuvent être considérées comme déterminant quatre actions distinctes :

1° L'action de la masse m concentrée au centre de la boule fixe sur la masse m' concentrée au centre de la boule mobile, à la distance b;

2° L'action de la masse m sur la masse électrique répandue sur la tige formant levier, qu'il faut, ainsi que la suivante, calculer par une formule particulière;

3° L'action de la masse m' de la boule mobile sur la tige supportant la boule fixe;

4° L'action (d'ailleurs négligeable) de la masse d'électricité répandue sur la tige fixe, sur la masse répandue sur le levier. On calcule les trois premières actions, et l'on tient compte, par une détermination spéciale de l'effet des parois de la cage : ce dernier augmente la capacité des sphères dans un rapport que M. Baille a trouvé égal à 1,06.

Déterminant alors par la formule (1) le produit MM' des masses agissantes, on en tire le produit VV' des potentiels évalué, comme MM', en unités absolues. En chargeant les boules fixes et le levier

mobile par une même pile constante, par exemple la pile de Daniell, on trouve V^2, et, par suite, la force électromotrice V de la pile en unités électrostatiques. Voici le Tableau des résultats :

Couple de Volta	0,003281	
» au sulfate de cuivre (1)	2880	maximum
» de Daniell	3564	moyenne
» Leclanché	4438	maximum
» au chlorure de platine (2)	4830	»
» Bunsen	6039	moyenne

E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXVII. — Août 1882.

W.-J. Macquorn Rankine. — *De la reconcentration de l'énergie mécanique de l'Univers*, p. 548.

H. Lagarde. — *Recherches analytiques sur la méthode de M. Thoulet relative à la conductibilité thermique*, p. 552.

Septembre 1882.

Maurice Lévy. — *Sur le transport électrique de l'énergie*, p. 73.

M. Berthelot. — *Sur les limites de l'électrolyse*, p. 89.

M. Berthelot. — *Sur la force électromotrice d'un corps zinc-charbon*, p. 106.

M. Berthelot. — *Sur l'électrolyse de l'eau oxygénée*, p. 110.

E. Edlund. — *Recherches sur le passage de l'électricité à travers l'air raréfié*, p. 114.

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XIV. — Septembre 1882.

J. Elster et Hans Gertel. — *Sur l'électricité de la flamme*, p. 161.

Lord Rayleigh. — *Sur l'équilibre de masses liquides conductrices électrisées*, p. 184.

---

(1) Zinc amalgamé, sulfate de cuivre et cuivre. Cette pile à un seul liquide se polarise rapidement.

(2) Zinc, eau salée, chlorure de platine, platine.

LORD RAYLEIGH. — *Instrument capable de mesurer les vibrations aériennes*, p. 186.

C.-R. ALDER WRIGHT. — *Sur la détermination de l'affinité chimique en fonction de la force électromotrice*, p. 188.

W. BAILY. — *Anémomètre intégrateur*, p. 212.

O. FISHER. — *Effet des marées océaniques d'un liquide situé au-dessous de la croûte terrestre*, p. 213.

J.-J. THOMSON. — *Dimensions d'un pôle magnétique dans le système électrostatique*, p. 225.

F.-J. SMITH. — *Nouvelle forme de balance de torsion et de magnétomètre*, p. 227.

Octobre 1882.

R.-H.-M. BOSANQUET. — *Notes d'électricité pratique*, p. 241.

G. WIEDEMANN. — *Sur les méthodes employées pour la détermination de l'ohm*, p. 258.

E. VANSITTART NEALE. — *Les queues des comètes*, p. 292.

W. HOLMANN. — *Méthode simple pour calibrer les thermomètres*, p. 294.

Sur le théorème de Boltzmann relatif à la distribution moyenne de l'énergie dans un système de points matériels, p. 299.

W. LE CONTE. — *Notes d'optique physiologique*, p. 312.

SUR LES MÉTHODES A EMPLOYER POUR LA DÉTERMINATION DE L'OHM.

Propositions faites à la Commission internationale pour la fixation des unités électriques,

PAR M. L. LORENZ.

En définissant la résistance comme le rapport de la force électromotrice à l'intensité du courant, on suppose que la résistance est indépendante de la variation, par rapport au temps, de ces deux variables.

En général, cette supposition est erronée. Imaginons-nous, par exemple, une pile thermo-électrique traversée par un courant variable. Sous l'influence du courant, les soudures de la pile seront réchauffées et refroidies, de manière que, si le courant est constant, il se produira une force électromotrice agissant comme résistance et d'après les mêmes lois qu'elle; tandis que, le courant étant variable, la résistance diminuera quand le courant augmentera, et deviendra plus forte quand le courant décroîtra. Au moment même où le courant cessera, il restera une force électromotrice, et la résistance, c'est-à-dire le rapport de cette force à l'intensité du courant, laquelle est nulle, sera en ce moment égale à l'infini.

Quant à la résistance des corps homogènes, on ne sait quel rôle y jouent les forces thermo-électriques. L'homogénéité elle-même est une abstraction qui n'existe pas en réalité, et il serait difficile d'expliquer la relation intime entre la conductibilité de la chaleur et celle de l'électricité, sans avoir recours à des forces intérieures thermo-électriques. Une théorie générale de la conductibilité électrique, fondée sur des expériences précises, pourrait sensiblement modifier les idées jusqu'ici admises sur ce sujet.

Il faut donc, à mon avis, que la définition de la résistance et que les expériences qui auront pour unique but de la mesurer soient restreintes à des courants constants. Cela posé, il ne nous reste qu'une seule question théorique à examiner au moyen des expériences : la résistance est-elle, comme on l'a admis jusqu'ici,

complètement indépendante de l'intensité ou de la densité du courant?

En se bornant à des courants constants, on n'a guère de choix quant aux méthodes à employer. En tous cas, il faut mesurer la différence de potentiel aux extrémités de la résistance dont on cherche la valeur, celle-ci étant parcourue par un courant constant. Cette détermination pourrait être faite au moyen d'un électromètre, mais seulement dans le cas où l'on accepte l'unité électrostatique; tandis que, si l'on veut déterminer immédiatement la résistance en valeur électromagnétique, il sera nécessaire d'employer une force électromotrice d'induction, en la comparant avec la différence de potentiel cherchée.

Pour comparer ces deux forces, on pourrait également se servir d'un électromètre; mais il serait plus simple d'égaliser les deux forces. En les opposant l'une à l'autre dans un même circuit, l'égalité sera indiquée par un galvanomètre qui, placé dans le circuit, ne devra pas dévier.

La force électromagnétique d'induction peut être ou variable ou constante. Dans le premier cas, le circuit ne doit être fermé que pendant un temps très court: par exemple, au moment où la force d'induction atteint une valeur maximum. Cette méthode, qui a eté proposée par MM. Carey Foster et Maxwell, et récemment par M. Lippmann, a l'avantage d'être applicable à de grandes résistances; mais l'état variable de la force électromotrice étant nécessairement accompagné de petits mouvements d'électricité, je ne puis recommander cette méthode pour des expériences qui ne doivent laisser aucun doute à l'égard de la théorie.

Quand il s'agit de produire une force électromotrice constante d'induction, on sera réduit en pratique à l'emploi de mouvements rotatoires d'une vitesse constante dans un champ magnétique invariable. Ces mouvements doivent seulement produire des forces électromotrices, sans donner naissance à des courants dans l'intérieur du corps tournant, tant que l'électricité développée n'est pas dérivée à l'extérieur. Cette condition est nécessaire, parce que l'on ne pourra calculer exactement les effets de ces courants intérieurs, d'autant plus que ceux-ci, étant fixes dans l'espace, seront toujours variables par rapport aux molécules du corps tournant.

Pour satisfaire à cette condition, il sera nécessaire et suffisant

que les forces magnétisantes, qui agissent en un point quelconque du corps tournant, aient la même valeur et la même direction par rapport au corps dans toute l'étendue du cercle que décrit le point, quand on fait tourner le corps. Cette condition remplie, la forme et le magnétisme propre du corps tournant pourront être quelconques.

Or, il faut employer, ou un champ magnétique constant comme celui du magnétisme terrestre agissant parallèlement à l'axe de rotation, ou un champ magnétique distribué d'une manière régulière autour de l'axe de rotation, comme celui qu'engendre un courant qui, perpendiculaire à l'axe, parcourt une surface de révolution, dont l'axe coïncide avec l'axe de rotation.

De là deux méthodes distinctes, dont l'une a été proposée par M. Lippmann. « Un disque de cuivre est mobile autour de son axe, qui est parallèle à l'aiguille de déclinaison. Sous l'influence du magnétisme terrestre, il s'y produit une force électromotrice d'induction dirigée radialement, et que l'on recueille au moyen de frotteurs placés, l'un au centreet l'autre sur la circonférence [1].

La force électromotrice produite étant ordinairement très petite, il faut employer un disque de grande dimension et à une grande vitesse de rotation. En même temps, le frotteur appliqué à la circonférence produira une force thermo-électrique qui pourrait même surpasser la force électromotrice d'induction. Il y aura donc, dans ces expériences, de sérieuses causes d'erreurs que l'on ne pourra éliminer que bien difficilement.

Je propose de modifier cette méthode, en employant deux disques, ou plutôt deux grandes roues mobiles autour d'axes parallèles entre eux, et mises en contact à leurs circonférences. Quand on fait tourner les deux roues en sens contraire et avec la même vitesse, leurs axes étant parallèles à l'aiguille de déclinaison, la force électromotrice d'induction est dirigée, dans l'une, du centre à la circonférence, dans l'autre, de la circonférence au centre, de sorte que la force peut être recueillie au moyen de deux pointes placées aux deux centres. De cette manière, on évite complètement les effets thermo-électriques des frotteurs.

En employant cette méthode, il faudra mesurer et la vitesse de

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 313; 1882.

rotation et l'intensité du courant qui a traversé l'étalon. Cependant, on peut se dispenser de mesurer l'intensité du magnétisme terrestre en valeur absolue ; seulement, pour les corrections, il faut comparer l'intensité du champ magnétique aux deux endroits où sont placés les roues et le galvanomètre.

L'autre méthode, dont je viens de parler, a été imaginée et employée par moi-même, il y a déjà dix ans. Un disque de laiton, mobile autour d'un axe perpendiculaire à l'aiguille de déclinaison, a été placé à l'intérieur d'une bobine concentrique traversée par le même courant que la résistance dont on cherche la valeur. Deux frotteurs de laiton sont appliqués, l'un au centre, l'autre à la circonférence du disque. Le champ magnétique étant engendré par le même courant qui parcourt l'étalon, on trouve la résistance, en multipliant par une constante C le nombre de tours que fait le disque par seconde. De cette manière, les expériences sont réduites à la plus grande simplicité.

C'est surtout de l'évaluation de la constante C que dépend l'exactitude des résultats. Supposons que le disque soit placé à l'intérieur d'un solénoïde infini et qu'il soit mobile autour de l'axe du solénoïde, on aura

$$C = \frac{4\pi S}{d},$$

S étant la surface du disque, d la distance des filets du solénoïde. Cette valeur, qui est d'une simplicité remarquable, n'est pas beaucoup altérée pour un solénoïde d'une longueur finie, mais qui excède plusieurs fois son rayon.

Or je propose d'employer, au lieu d'une bobine, un cylindre de laiton, muni d'un pas de vis, dans lequel on a enroulé en une seule couche un fil de cuivre bien isolé. En faisant, par exemple, la longueur du cylindre de 1^m et son diamètre de $0^m,333$, la valeur de C indiqué plus haut est diminuée seulement de 5 à 6 pour 100. La valeur de cette constante sera suffisamment grande, si l'on prend la distance entre deux filets de la vis égale à $0^{mm},5$ et le diamètre du disque égal à $0^m,3$. Par exemple, pour déterminer la résistance d'une colonne de mercure de $0^m,50$ de longueur et de $0^m,04$ de largeur, le disque ne doit faire que sept tours par seconde. En supposant l'intensité du courant égale à $1^{ampère}$, le champ magnétique au milieu du cylindre atteindra une intensité quarante

fois plus grande que celle du magnétisme terrestre. Les forces thermo-électriques qui se développeront par l'échauffement des frotteurs seront petites par rapport aux forces électromotrices d'induction, et pourront être observées facilement, en interrompant le courant ou en changeant le sens du courant. On peut éliminer ces forces, en introduisant dans le circuit des forces électromotrices égales et opposées, provenant ou de la dérivation d'un courant quelconque ou d'éléments thermo-électriques.

Sans entrer dans les détails des expériences, j'ajouterai seulement que, pour éviter des courants intérieurs, l'axe tournant doit être isolé de ses supports et de l'engrenage, et, pour amoindrir les forces thermo-électriques, le disque doit être ou de laiton avec des frotteurs du même métal, ou de cuivre avec des frotteurs de cuivre ou de laiton. Le disque doit être examiné quant à son magnétisme qui agrandirait les forces électromotrices d'induction, tandis que le magnétisme du cylindre comme celui de l'axe, pourvu que celui-ci traverse toute la longueur du cylindre, n'auront pas d'effets sensibles.

Pour me résumer, je propose de mesurer la résistance d'une colonne de mercure, en employant exclusivement des courants constants, et d'accepter, pour les expériences, deux méthodes distinctes, savoir : la méthode de M. Lippmann et la mienne, toutes les deux modifiées de la manière que je viens d'indiquer.

Addition. — Soient X, Y, Z les composantes de l'intensité d'un champ magnétique.

Les composantes des forces qui agissent, dans ce même champ, sur un élément ds d'un courant dont l'intensité est égale à l'unité, sont

$$Z\,dy - Y\,dz, \quad X\,dz - Z\,dx, \quad Y\,dx - X\,dy,$$

dx, dy, dz étant les projections de ds sur les trois axes. En faisant tourner le corps auquel appartient l'élément ds autour de l'axe des x, le moment des forces agissant en ds à l'encontre de ce mouvement sera

$$(X\,dz - Z\,dx)\,z - (Y\,dx - X\,dy)\,y,$$

laquelle expression représentera en même temps la force électromotrice d'induction développée dans l'élément ds, quand la vitesse de rotation est égale à l'unité.

En intégrant cette expression sur toute l'étendue d'une courbe fermée quelconque, on aura la somme des forces électromotrices dans ce circuit. En général, il se développera des courants à l'intérieur du corps, et, dans le seul cas où l'expression ci-dessus indiquée de la force électromotrice dE sera une différentielle exacte, il ne se produira aucun courant, tant que l'on ne dérive pas à l'extérieur l'électricité développée dans le corps.

Or, pour que l'expression

$$-(yY+zZ)\,dx+yX\,dy+zX\,dz=dE$$

soit une différentielle exacte, on doit avoir

$$\frac{d(yX)}{dz}=\frac{d(zX)}{dy},$$

$$\frac{d}{dy}(yY+zZ)+y\frac{dX}{dx}=0,$$

$$\frac{d}{dz}(yY+zZ)+z\frac{dX}{dx}=0,$$

d'où l'on trouve, en mettant $y=r\cos\theta$, $z=r\sin\theta$,

$$\frac{dX}{d\theta}=0,\quad \frac{d(yY+zZ)}{d\theta}=0,$$

En introduisant le potentiel F de l'intensité du champ magnétique, on aura

$$X=\frac{dF}{dx},\quad Y=\frac{dF}{dy},\quad Z=\frac{dF}{dz},$$

$$\frac{d^2F}{dx^2}+\frac{d^2F}{dy^2}+\frac{d^2F}{dz^2}=0,$$

ou bien, en coordonnées semi-polaires,

$$\frac{d^2F}{dr^2}+\frac{1}{r}\frac{d}{dr}\left(r\frac{dF}{dr}\right)+\frac{1}{r^2}\frac{d^2F}{d\theta^2}=0.$$

Il s'ensuit que l'on aura

$$\frac{dX}{dx}+\frac{d(Yy+Zz)}{r\,dr}+\frac{d^2(-Yz+Zy)}{r^2\,d\theta^2}=0.$$

Le terme $-Yz+Zy$ doit donc être de la forme

$$A+B\theta+C\theta^2,$$

où les coefficients A, B, C sont indépendants de θ; mais, d'un

autre côté, les forces étant des fonctions périodiques de θ, on aura $B = 0$, $C = 0$.

Les trois composantes

$$X, \quad Y\frac{y}{r} + Z\frac{z}{r}, \quad -Y\frac{z}{r} + Z\frac{y}{r}$$

de l'intensité du champ magnétique doivent donc être indépendantes de l'angle θ, quand on impose cette condition qu'aucun courant ne puisse prendre naissance dans l'intérieur du corps tournant.

SUR LA FIGURATION ÉLECTROCHIMIQUE DES SYSTÈMES ÉQUIPOTENTIELS;

PAR M. ADRIEN GUÉBHARD.

I.

J'ai exposé dans un Mémoire précédent [1], comme un résultat purement expérimental, la loi de forme des anneaux colorés produits dans un mélange d'acétates de cuivre et de plomb sur des feuilles métalliques très minces exactement limitées aux parois verticales d'une auge de forme quelconque et placées à très petite distance d'électrodes cylindriques en communication avec les pôles d'une pile de forte tension. Ces anneaux représentent, avec une très grande approximation, les lignes d'égal potentiel électrique, ou d'égale température, ou d'égal niveau que donnerait, à l'état stationnaire, l'application directe de sources électriques, thermiques ou hydrauliques sur un plan conducteur de même contour que la plaque; et l'on déduit de là un procédé figuratif très simple pour déterminer, dans tous les cas physiquement possibles, les systèmes équipotentiels (ou isothermes, ou de niveau) qui répondent à l'équation $\Delta_2\varphi = 0$, dans des conditions particulières quelconques de limites ou de discontinuité : problème dont le petit nombre de solutions connues aurait beaucoup restreint le champ

---

[1] *Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 205; 1882.

de mes comparaisons expérimentales, si une heureuse extension de la méthode des représentations conformes, maniée avec une simplicité rare par le Dr Holzmüller, de Hagen (1), ne m'avait fourni tout récemment les documents qui faisaient défaut relativement aux électrodes linéaires discontinues de formes quelconques. Toute la portion inférieure de la Planche ci-jointe représente des cas de ce genre, dont l'application la plus intéressante est certainement celle que l'on peut faire à l'analyse du mouvement d'un liquide dans un canal limité : en prenant pour électrodes soit les parois du canal, soit les courbes d'entrée et de sortie du liquide, on obtient à volonté les lignes de flux ou de niveau de l'écoulement hydraulique, et l'on peut compléter facilement, comme le montrent les schémas nos 53, 54, 55, les figurations partielles acquises jusqu'à ce jour.

Telles sont d'ailleurs la commodité de la méthode et sa sûreté d'application, qu'après avoir vérifié tous les faits connus et multiplié presque indéfiniment les cas nouveaux, elle ne pouvait laisser passer inaperçue l'interprétation physique, évidemment inexacte, de certaines figures auxquelles je faisais allusion à la fin de mon premier Mémoire, en tant que systèmes équipotentiels d'électrodes rectilignes et punctiformes (2) : dans tous ces dessins, en effet, les premières courbes viennent, à la manière des lignes de force d'un barreau aimanté, rencontrer obliquement l'électrode linéaire au lieu de la contourner comme ligne de niveau maximum ou minimum : cela répond au cas, irréalisable physiquement, où l'électrode linéaire, formée de points isolés les uns des autres, ne subirait aucune influence des électrodes voisines et permettrait d'opérer graphiquement par la méthode des diagrammes (3), en superposant directement les ellipses homofocales de Lamé aux cercles concentriques donnés par un seul point.

Mais le problème équipotentiel, dans la réalité, n'est pas aussi simple, et pour obtenir le diagramme ci-dessous, relatif au cas gé-

---

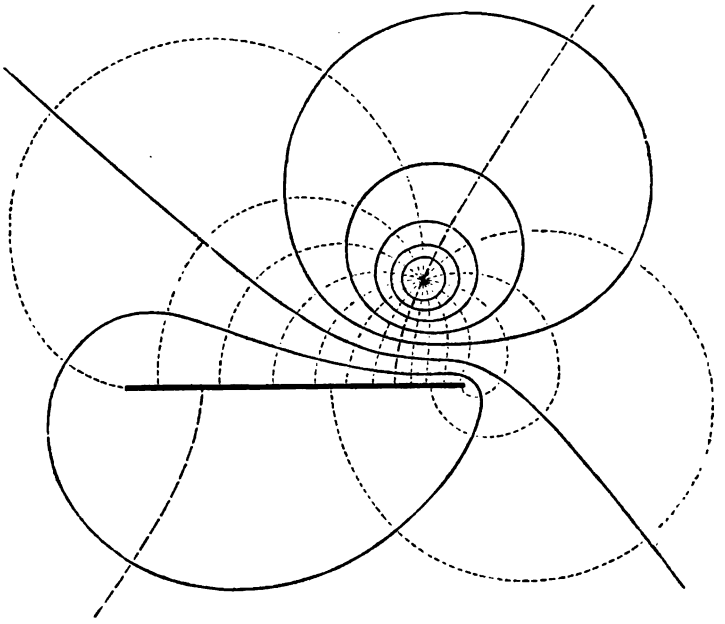
(1) *Einführung in die Theorie der isogonalen Verwandtschaften und der conformen Abbildungen.* Leipzig, 1882, gr. in-8° de 285 pages, 26 planches.

(2) Margules, *Sitz. d. Wien. Ak.*, t. LXXXII, p. 847; 1877.

(3) *Voir* l'article de M. Bouty, dans le *Journal de Physique*, 1re série, t. VII, p. 264; 1878.

néral d'un point et d'une droite finie faisant fonction d'électrodes ou de noyaux isothermes, M. G. Holzmüller a dû recourir à une

Fig. 1.



de ces représentations conformes qui lui sont familières [1], et faire subir la transformation $Z = \frac{1}{2}\left(z + \frac{1}{z}\right)$ à l'un des cas étudiés par Lamé [2], celui de deux trous circulaires isothermes de signes contraires, dont l'un se réduirait à un point : si

$$z = \varphi_0(x, y) + \sqrt{-1}\,\psi_0(x, y)$$

était la fonction représentative du premier réseau,

$$Z = \varphi_1(x, y) + \sqrt{-1}\,\psi_1(x, y)$$

---

(1) Voir, spécialement au Chapitre VIII de l'Ouvrage cité, la formule de transformation qui donne aussi le diagramme (n° 26 de la planche) du cas d'un pôle double en face d'un pôle simple de signe contraire. Ce cas théorique a été étudié directement par M. O.-J. Lodge au moyen de la formule de Kirchhoff; il a pour analogue, dans l'espace, le problème à trois dimensions résolu par M. A. Potier dans le *Journal de Physique*, 1re série, t. I, p. 219; 1872.

(2) *Leçons sur les coordonnées curvilignes*, p. 209; 1859.

sera celle du second, dont les deux systèmes de lignes, de flux et de niveau, auront respectivement pour équation $\varphi_1 = \text{const.}$, $\psi_1 = \text{const.}$ De nouvelles transformations de la forme $Z_1 = Z^{\frac{1}{n}}$ conduiraient ensuite aux combinaisons les plus variées de points et de lignes droites.

II.

Mais plus étaient nombreuses les confirmations de la loi simple établie par l'expérience (¹), et plus devait paraître surprenant son contraste avec les formules extraordinairement compliquées et souvent contradictoires auxquelles avait donné lieu jusqu'alors la théorie mathématique des anneaux de Nobili. L'écart ne pouvait être attribué à quelques circonstances expérimentales secondaires, telles que la limitation rigoureuse de la plaque aux parois de l'auge et la grande hauteur verticale du liquide et des électrodes libres : il y avait certainement une divergence fondamentale, et c'est au point de départ, en effet, qu'une simple coordination de quelques faits d'expérience a permis de la constater.

Comment admettre, par exemple, l'assimilation pure et simple qu'on a toujours faite des anneaux de Nobili à un dépôt d'électrolyse ordinaire produit par un régime *permanent* du courant entre les électrodes et la plaque, celle-ci ne cessant jamais de faire partie du circuit? Cela reviendrait à négliger totalement la résistance additionnelle introduite à chaque instant dans le courant par le dépôt lui-même et à supposer que celui-ci pût croître indéfiniment avec le temps. Or rien n'est plus contraire à l'impression frappante que produisent, après la naissance subite et la rapide extension des anneaux, leur arrêt de développement toujours très net et parfois leur régression sur place. On a beau prolonger l'opération pendant des heures, il n'en résulte aucune amélioration du résultat obtenu dès les premières minutes, et le doute n'est pas possible pour l'observateur : ces anneaux, dont la forme définitive

(¹) Je dois ajouter toutefois que les tentatives les plus variées pour vérifier par ma méthode le curieux phénomène de rotation électrodynamique découvert par M. Hall n'ont donné jusqu'à ce jour, vu la petitesse des effets observables, aucun résultat positif, sur les lames beaucoup trop épaisses soumises à l'expérience.

représente, hors de l'électrolyte, le schéma d'une distribution plane et permanente, doivent leur naissance, dans l'auge, à une période très courte d'état *variable*, et à une véritable réaction de la feuille mince de métal qui, après avoir offert au courant le chemin d'abord le plus facile et le plus court, se revêt instantanément d'une sorte de cuirasse pour le rejeter au dehors et n'en garder qu'une part tout au plus égale à celle des couches liquides superposées.

Quant au mécanisme intime de ce phénomène de *polarisation*, il ne semble pas du tout dû à un transport électrolytique des électrodes à la plaque, mais bien plutôt à une influence statique de celle-ci, qui, constamment induite et constamment déchargée à la manière d'un feuillet de condensateur à lame d'air, déterminerait sur place, dans la couche liquide immédiatement contiguë, des courants partiels et des décompositions chimiques proportionnelles à l'intensité de la déperdition, c'est-à-dire au potentiel local. En un mot, le dépôt des anneaux ne serait nullement produit par de longues chaînes de Grotthuss s'étalant plus ou moins en éventail à partir des électrodes, mais bien par des circuits locaux de molécule à molécule, ayant pour résultantes des courants horizontalement appliqués sur la plaque et tous convergents vers les pôles secondaires d'influence; et c'est précisément ce que confirme une observation que j'ai publiée ailleurs (1).

Si l'on opère avec un petit nombre d'éléments sur paillon mince, on voit survenir très vite le moment d'arrêt des anneaux de peroxyde de plomb, toujours marqué par l'apparition, sur la limite extrême de dénudation du cuivre argenté, d'une bande noire s'étendant du dehors au dedans jusqu'à recouvrir peu à peu les anneaux et à les faire disparaître l'un après l'autre, tandis que de fines traînées blanchâtres en suspension dans le liquide marquent très nettement la direction de l'écoulement électrique : l'un et l'autre phénomène dénotent l'existence évidente d'un courant secondaire de polarisation, localisé à la surface de contact du métal et du liquide, et de sens opposé au courant principal. Si l'on change alors la direction de celui-ci, il se trouvera renforcé

(1) *Comptes rendus de l'Acad. des Sciences*, 17 octobre 1881 (t. XCIII, p. 582)

pour un instant par le contre-courant qui tendait à l'affaiblir tout à l'heure, et l'on verra des dépôts, de signes contraires aux précédents, s'ajouter en bordure de ceux-ci et rétrécir la zone neutre où rien ne s'était d'abord produit. Quelques retournements du commutateur permettent ainsi d'augmenter l'étendue des figures et, en même temps, d'étudier, au moyen des dégagements gazeux qui les accompagnent, les lignes de courant, que l'on voit toutes, longeant la plaque, ainsi que nous le disions tout à l'heure, ne s'en détacher qu'au-dessous de l'électrode qu'elles rejoignent par un coude brusque, presque à angle droit. Dans certains cas, et tout particulièrement dans le tartrate double d'antimonyle et de potassium, les courants de convection de bulles gazeuses sont assez intenses (¹) pour marquer leur trace, par érosion, sur les dépôts pulvérulents, et quand on arrive à fixer le phénomène, on retrouve, sur des figures tout à fait identiques à celles qu'a obtenues M. Decharme (²) pour des écoulements hydrauliques, et fort analogues aux figures interférentielles de MM. Mach et Antolick (³), l'orthogonalité approchée des lignes de flux sur les lignes de niveau.

Mais ce qui frappe encore le plus dans cette manœuvre du commutateur, c'est la vivacité de réaction et de résorption du peroxyde de plomb qui rend très difficile, à moins de précautions spéciales, la fixation de couleurs vives sur le cuivre mince argenté. Sur la tôle de fer, il n'en est plus de même, et peut-être cela tient-il à une oxydation directe du métal; mais un autre caractère se présente alors à l'observation : c'est la très grande résistance ou même le rôle isolant de ces dépôts colorés. Ayant produit avec 20 éléments secondaires de Planté une figure en plein développement (n° 20 du

---

(¹) Pourquoi négliger, dans les questions de propagation de l'électricité, ces courants de convection qui jouent un si grand rôle dans la propagation de la chaleur, et dont l'existence est si facile à constater partout où entre en jeu la mobilité de la molécule? Et, d'autre part, s'il s'agissait, toutes conditions égales, d'un problème thermique, avec sources de chaleur à la place de nos électrodes, est-il un physicien qui voulût se contenter de l'équation de Fourier, ne tenir aucun compte de la période variable d'échauffement du liquide, et n'apprécier que par les quantités de chaleur, et point par les températures, l'action chimique possible entre le liquide et les points du métal échauffé?

(²) *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XCIV, p. 722; 1882.

(³) *Sitzb. der Wien. Ak.*, t. LXXII, p. 44; t. LXVII, p. 819, etc. (*Pogg. Ann.*, t. CLIV, p. 14).

Tableau à l'échelle $\frac{10}{1}$), j'ajoutai au bout de quelque temps au courant de pile celui d'une machine Gramme du grand modèle de laboratoire, tournée à bras très rapidement : c'était doubler à peu près la différence de potentiel aux électrodes, et tout aussitôt surgirent, sur le pourtour des anneaux déjà formés, de nouvelles bandes colorées : mais en même temps les anciennes, comme si elles avaient été formées d'une substance absolument isolante, n'éprouvèrent aucun changement de couleur et d'épaisseur, de sorte qu'en définitive la figure résultante se trouva présenter deux fois du dehors au dedans le bel anneau marron-bleu-blanc qui termine toujours extérieurement, sans jamais se répéter à l'intérieur, l'échelle colorée des lames minces du côté positif.

Pour résumer enfin tous ces détails d'expérience, soit que l'on admette un courant superficiel de polarisation pouvant croître jusqu'à contrebalancer le courant principal, soit que l'on considère l'augmentation rapide des dépôts, isolants d'un côté, conducteurs de l'autre, qui tendent à modifier l'entrée et la sortie des conducteurs métalliques, l'on est amené de toute façon à une conclusion unique, c'est qu'après une première période où le liquide joue le rôle d'isolant presque absolu, un moment arrive où la conductibilité de la plaque est assez atténuée pour devenir tout à fait comparable à celle du liquide, et qu'alors, mais alors seulement, le courant n'ayant plus aucune raison de préférer le trajet de la feuille à tout autre, se répand également dans la masse entière du cylindre liquide à base métallique, devenue homogène au point de vue des conductibilités.

Toute la période variable ou de polarisation par les anneaux colorés semble converger uniquement vers cette homogénéification du circuit complexe, par suppression des chutes de conductibilité, et le régime permanent ne prendrait naissance qu'au moment où chaque tranche individuelle pourrait agir séparément pour son compte, en suivant la loi du potentiel cylindrique établie par Lamé, ou l'équation plane

$$\Delta_2 \varphi = \frac{d^2\varphi}{dx^2} + \frac{d^2\varphi}{dy^2} = 0.$$

Mais alors, pour qu'il n'y ait aucun échange vertical, suivant les z, entre la dernière tranche liquide et la feuille métallique, il faut

évidemment que l'enduit interposé soit partout proportionnel et d'activité contraire à ce qu'on peut appeler justement ici la *pression* électrique en chaque point, c'est-à-dire aux valeurs positives ou négatives de φ que donne l'équation Δ, dans les conditions de limites et de discontinuités correspondant à l'expérience.

Or telle est précisément, dans sa simplicité, la loi qu'a établie, indépendamment de toutes considérations théoriques, une longue suite de recherches expérimentales : en tant que fait purement matériel et facile à vérifier, cette loi domine toutes les théories, y compris celle que je viens d'ébaucher moi-même *a posteriori*. Mais au moins cette dernière, émanée directement de l'observation pure, a-t-elle pour avantage d'analyser exactement jusque dans les derniers détails (1) tous les faits de la synthèse expérimentale, et de fournir une base d'observation pour des phénomènes qui n'avaient encore été abordés que par des calculs très compliqués (2).

III.

Les lignes qui précèdent étaient rédigées depuis plusieurs mois quand j'ai eu connaissance de deux Mémoires, l'un de M. le pro-

---

(1) La minceur de la feuille métallique, son exacte limitation aux parois de l'auge, la grande hauteur de celle-ci et des surfaces cylindriques employées comme électrodes, la nécessité de n'employer ces dernières que neuves ou fraîchement nettoyées, l'utilité des courants de tension plutôt que de quantité, la naissance des anneaux sous un vernis isolant, soulevé verticalement de bas en haut par une force évidemment issue de la plaque, on voit figurer dans le raisonnement chacune de ces circonstances: seule la petite distance qui sépare les électrodes de la plaque a été négligée; mais rien n'empêcherait d'opérer avec des électrodes prolongées jusqu'au niveau même de la plaque, à la condition de pratiquer dans celle-ci d'étroites ouvertures, représentation physique des conditions de discontinuité que l'on rencontre dans la théorie. Mais cette complication pratique, utile dans certains cas (voir *Comptes rendus*, t. XCXIII, p. 792), n'a sur l'exactitude des résultats figurés qu'une influence infinitésimale et peut être considérée comme satisfaite en théorie.

(2) Du Bois-Reymond, *Pogg. Ann.*, . XI, p. 71; 1846. — Riemann, *ibid.*, t. XCV, p. 130; 1850. — Beetz, *ibid.*, t. XCVII, p. 22; 1856. — H. Wild, *Schweiz. naturf. Ges.*, t. XV, p. 7; 1859. — L. Ditscheiner, *Sitzb. d. Wien. Ak.*, t. LXXVIII, p. 93, 1878, etc. Seul H. Weber [*Ueber die Bessel'schen Functionen* (*Borchardt's Journal*, t. LXXV, p. 75; 1873)], en introduisant dans ses formules un terme de polarisation, semble s'être rapproché de la réalité expérimentale.

fesseur E. Mach (1), l'autre de M. le Dr Hugo Meyer (2), ayant pour but commun de rattacher analytiquement aux théories anciennes, dont je crois précisément avoir montré le défaut, l'explication des faits nouveaux qu'au nom de ces mêmes théories on avait d'abord contestés (3). Laissant de côté les formules, je ne donc m'occuperai que des expériences.

M. Mach, reconnaissant la *ressemblance extraordinaire* de mes anneaux avec des lignes équipotentielles, a institué, sur une auge à fond de métal, une série d'explorations galvanométriques fort ingénieuses, qu'a bien voulu reprendre, en mon absence, M. le Dr Bagneris au laboratoire de Physique de la Faculté de Médecine. Malheureusement, il n'est possible d'en tirer que des présomptions (d'ailleurs point défavorables) et aucune indication précise sur la répartition du courant dans le liquide et la plaque pendant les périodes d'état variable et d'état permanent. Non seulement l'aiguille ne peut suivre en aucune façon la rapidité des phénomènes, mais encore il ne saurait y avoir de comparabilité entre les déviations que produit, toutes conditions égales, une dérivation prise sur le métal ou dans le liquide : l'électromètre seul pourra donner peut-être quelques résultats.

---

(1) *Sitzungsberichte der Wiener Akademie*, t. LXXXVI, p. 8-15; 1882.

(2) *Göttinger Nachrichten*, n° 20, p. 666-76; 1882.

(3) Hugo Meyer, *Ueber stationäre elektrische Strömung*, Thèse Göttingen, 21 p. petit in-8; 1881. — Au dernier moment me tombe sous les yeux un Mémoire de M. W. Voigt (*Wied. Ann. der Physik*, t. XVII, p. 257-71; 1882) qui, sans citer une expérience ni une mesure, et sur des données qui n'ont *aucun rapport* avec les miennes (électrodes punctiformes, contact d'un pôle avec la plaque, uniformité du potentiel sur celle-ci, non-influence de la polarisation, etc.), établit des formules théoriques, d'ailleurs beaucoup moins complètes que celles de Wild, Weber, Ditscheiner, etc., au nom desquelles il nie purement et simplement l'exactitude de mes résultats. Comme tous ces calculs ont trait à un cas absolument différent du mien, il n'y aurait pas même lieu de les relever, si M. Voigt ne les opposait directement à l'affirmation de M. Helmholtz qui, ayant eu entre les mains toute une collection de mes figures électrochimiques en même temps que des épures de M. Holzmüller, en avait caractérisé la similitude d'une façon bien typique (*Sitzgsb. d. Berliner Ak.*, 3 mars 1882), en ne distinguant les unes des autres que par le procédé de figuration, comme on ferait de lithographies et ferrotypies d'un même objet : appréciation bien nette, en dehors de toute théorie, du véritable côté pratique et réel de ce *procédé isothermographique*, utilisé déjà, comme tel, dans un Mémoire de M. C. Hildebrandt (*Progr. d. Realschule zu Gandersheim*, n° 613, 10 p. in-4; 1882, *fig.* 5-7).

M. Hugo Meyer a, par un procédé qu'il n'indique pas, pris des mesures sur une plaque (n° 10 de la Planche, à l'échelle $\frac{10}{1}$), où il était à sa connaissance que je n'avais nullement recherché la plus grande exactitude possible. Estimant au centième de millimètre les ordonnées de courbes représentées par des anneaux colorés de plusieurs millimètres de largeur et plusieurs décimètres de développement, M. Meyer relève une erreur maximum de $1^{mm},53$ entre ces ordonnées et celles de la courbe théorique, calculée d'ailleurs sans tenir compte de l'influence des bords, c'est-à-dire des images polaires en nombre infini produites par six pôles sur les côtés d'un rectangle d'environ $0^m,15$ sur $0^m,20$. Si l'on songe au prix de quelles difficultés s'obtiendrait, dans un pareil calcul, l'approximation que M. H. Meyer trouve insuffisante, n'aimera-t-on pas mieux encore multiplier en quelques heures des documents positifs et durables, pour prendre sur eux des *moyennes* certainement comparables à celles que M. H. Meyer a tirées de mesures galvanométriques bien autrement variables et incertaines? Ce qu'on cherche en Géométrie supérieure, c'est l'allure de la fonction potentielle bien plus que sa cote absolue [1], et nul ne dédaignera l'approximation millimétrique alors que le calcul, souvent, ne donne plus rien du tout. Je maintiens d'ailleurs qu'il suffit de réaliser strictement les conditions expérimentales énoncées dans mon précédent Mémoire pour approcher de très près et du premier coup la rigueur théorique et réaliser, particulièrement, le raccord orthogonal des boucles de courbes entre elles et des anneaux sur les bords, que paraît mettre en doute encore M. Hugo Meyer.

Quant à l'épithète d'*équipotentielles* qui paraît être l'origine de toute la discussion suscitée au sujet de mes figures, je tiens à répéter qu'elle n'est que la constatation toute matérielle d'une loi géométrique de *forme* absolument indépendante de la loi physique de *formation* : celle-ci reste intacte, et, du domaine de la théorie, il est à désirer seulement qu'elle passe enfin dans celui de l'observation.

---

[1] *Voir*, dans un Ouvrage de M. Felix Klein (*Ueber Riemann's Theorie*, Leipzig, 90 p. grand in-8; 1882), l'heureux emploi que l'on peut faire des considérations physiques dans l'étude des fonctions algébriques et de leurs intégrales.

SUR LA LIQUÉFACTION DE L'OZONE;

PAR MM. P. HAUTEFEUILLE ET J. CHAPPUIS.

M. Cailletet ayant mis à notre disposition les appareils qu'il a installés à l'École Normale pour la liquéfaction de l'éthylène, ainsi que tout le dispositif qu'il emploie actuellement pour étudier les changements d'état des gaz dits permanents, nous avons pu compléter nos premiers essais sur la liquéfaction de l'ozone.

L'étude des conditions dans lesquelles une brusque détente détermine la formation d'un brouillard dans un mélange d'oxygène et d'ozone nous avait permis d'établir que l'ozone pur serait un peu moins facile à liquéfier que l'acide carbonique; l'addition d'acide carbonique au mélange de ces gaz fournit par compression un liquide coloré en bleu pâle, coloration que nous avons attribuée à l'ozone liquéfié en même temps que l'acide carbonique. De tous ces faits nous avions conclu qu'il était possible d'obtenir l'ozone sous forme liquide et que ce liquide serait fortement coloré.

Ces déductions ont été pleinement confirmées par l'expérience, car nous avons obtenu l'ozone en gouttes liquides d'un bleu indigo foncé; ce liquide a pu être conservé près de trente minutes sous une pression de 75^{atm}; sa vaporisation n'est pas très rapide, même sous la pression atmosphérique.

Cette liquéfaction a été obtenue en comprimant à 125^{atm} environ un mélange d'oxygène et d'ozone contenu dans l'éprouvette de l'appareil de M. Cailletet, éprouvette terminée par un tube capillaire recourbé à sa partie supérieure, ce qui a permis de plonger la branche descendante dans un jet d'éthylène liquide et d'en abaisser la température probablement au-dessous de — 100°. Lorsqu'on opère avec un gaz ne contenant pas plus de 10 pour 100 d'ozone en poids, le gaz comprimé à 125^{atm} n'est pas sensiblement coloré dans la branche ascendante, tandis que la coloration bleue est très nette dans toute la portion refroidie du tube capillaire.

Cette coloration tient-elle à la présence d'un liquide mixte formé d'ozone et d'oxygène, ou à celle d'une couche mince d'ozone liquide sur les parois intérieures du tube capillaire? L'absence

d'un ménisque bien net laisse cette question indécise; nous avons noté cependant, en faveur de la première hypothèse, que la coloration n'était pas plus intense dans le bas que dans le haut du tube refroidi, et qu'une détente brusque ne détermine pas la formation du brouillard, qui indique si bien le passage de l'état gazeux à l'état liquide dans les expériences de M. Cailletet.

Le tube devient instantanément incolore, par suite de la détente, et il contient dans la partie effilée qui le termine une goutte liquide d'un bleu indigo foncé; l'ozone contenu dans le mélange gazeux est presque totalement condensé dans la partie déclive, car une nouvelle compression à 150^{atm} ne communique plus au tube refroidi une coloration appréciable.

Une fois l'ozone liquéfié dans le tube capillaire, il conserve cet état assez longtemps, même sous la pression atmosphérique, pour qu'on puisse l'examiner soit au travers de l'éthylène liquide, soit en retirant un instant de ce liquide le tube refroidi. Le liquide bleu foncé diminue peu à peu de volume : la vaporisation de l'ozone est assez lente, sa diffusion assez rapide, pour que le gaz paraisse incolore au-dessus du liquide presque noir; ce n'est qu'au moment où les dernières traces du liquide disparaissent qu'on constate qu'il se produit un gaz bleu d'azur. La vaporisation de l'ozone liquide ramènerait le système dans son état initial si l'ozone n'était pas décomposé lentement par le mercure employé à comprimer le gaz.

SUR LES SPECTRES D'ABSORPTION DE L'OZONE ET DE L'ACIDE PERNITRIQUE;

PAR M. J. CHAPPUIS.

I.

Le spectre d'absorption de l'ozone, dont j'ai précédemment signalé l'existence [1], caractérise, à lui seul, ce gaz mieux qu'aucune autre de ses propriétés physiques ou chimiques. Cet examen optique est d'une sensibilité assez grande pour permettre de déceler des traces d'ozone, quand on opère avec une colonne gazeuse de longueur suffisante.

---

[1] *Comptes rendus de l'Académie des Sciences*, t. XCI, p. 985.

Nous nous sommes servis, M. Hautefeuille et moi, de cette méthode de recherche des composés gazeux à l'aide du spectroscope; elle nous a permis l'étude de la décomposition de l'ozone par la chaleur et l'étude des produits obtenus par l'électrisation de l'acide carbonique; enfin des bandes nouvelles, observées dans le spectre d'absorption de l'ozone lorsque ce gaz provenait de l'électrisation d'un mélange d'oxygène et d'azote, nous ont conduits à établir l'existence de l'acide pernitrique et nous ont permis de reconnaître quelques-unes des propriétés de ce composé nouveau.

Ces recherches ont pour base une connaissance exacte du spectre de l'ozone : je pense donc que ce sera faciliter l'étude des réactions dans lesquelles l'ozone peut jouer un rôle que de donner une description complète de son spectre.

Sans entrer dans les détails d'expériences, je résumerai rapidement les résultats obtenus dans les observations variées que j'ai pu faire : détermination de la position des bandes exprimée en longueurs d'onde; description de l'apparence de ces bandes, de leur ordre d'apparition lorsque la longueur du gaz traversé ou sa pression change; étude de l'effet produit par un abaissement de température, et enfin observation du spectre d'absorption de l'ozone liquide.

I. J'ai dressé le Tableau suivant, qui donne la position des bandes du spectre d'absorption de l'ozone, exprimée en longueurs d'onde. J'ai fait usage d'un spectroscope portant à volonté un ou deux prismes; le rayon lumineux analysé avait traversé un tube long de $4^m,50$ et plein d'oxygène ozonisé préparé à la pression atmosphérique et à la température de 15°.

Numéros.	λ.		Largeur.
1	628,5	»	»
2	609,5	593,5	16
3	577,0	560,0	17
4	547,0	544,5	2,5
5	535,0	527,0	6,5
6	508,5	502,0	6,5
7	492,5	491,0	1,5
8	484,5	479,0	4,5
9	470,0	468,5	1,5
10	464,5	460,0	4,5
11	440,0	»	»

II. La bande n° 1 n'a pu être observée que deux fois dans les expériences où l'ozone a été préparé avec le plus grand soin et traversé sous la plus grande longueur.

La deuxième est de toutes la plus visible; elle n'est pas également sombre dans toute sa largeur; elle présente une ombre très forte s'étalant de 603,5 à 597, puis à gauche et à droite une sorte de pénombre qui s'arrête assez nettement aux limites indiquées dans le Tableau.

La troisième bande paraît beaucoup plus sombre dans la région voisine de D; le maximum est très voisin de 573,5; elle va en décroissant de D vers E.

La teinte des autres bandes est uniforme, et c'est à peine si les bords se fondent un peu, laissant quelque incertitude sur le point où elles commencent et où elles finissent.

J'ai fait de nombreuses photographies dans l'espoir de trouver de nouvelles bandes dans les régions voisines de G et de H et dans l'espace compris entre ces deux raies; l'ozone absorbe partiellement la lumière de cette région spectrale sans y produire de bandes.

Tous les essais que j'ai faits pour arriver à résoudre les bandes les plus larges et les plus noires en raies fines sont restés sans succès. L'emploi de plusieurs prismes pour l'étude de ce spectre ne présente que des inconvénients. C'est bien en réalité un spectre de bandes et non un spectre de lignes; observées avec un spectroscope à deux prismes de sulfure de carbone, ces bandes s'étalent et perdent leur netteté.

III. Brewster a constaté pour la première fois, en étudiant le spectre d'absorption de l'acide hypoazotique, que les bandes obscures apparaissent successivement, et augmentent en largeur et en intensité quand l'épaisseur ou la pression du gaz traversé augmente; dans le cas de l'ozone, des faits analogues sont faciles à observer.

Les bandes 2 et 3 se voient d'abord; ces deux bandes encadrent la raie D : ce sont celles qu'il faut toujours rechercher dans les expériences, comme caractéristiques de l'ozone.

Ensuite viennent successivement les bandes 5, 6 et 8; les bandes 10 et 11 apparaissent en troisième lieu et presque en même temps.

Ce n'est que dans les meilleures expériences que l'on voit enfin les bandes 4, 7 et 9, et même dans ces conditions la bande 1 est difficile à saisir.

De nombreuses expériences, faites à la pression atmosphérique dans des tubes de longueurs variées, et à des pressions très différentes, comprises entre 1 et 45^{atm} dans un tube de $0^{m},20$ de longueur, m'ont prouvé que le nombre et l'obscurité des bandes visibles augmentent avec la longueur ou la pression du gaz traversé; l'apparence particulière des bandes dues à l'ozone, qui sont estompées sur les bords, exclut la possibilité de mesures bien précises, permettant d'évaluer leur accroissement de largeur.

IV. Un abaissement de température détermine pour l'ozone, à l'inverse de ce qui arrive pour l'acide hypoazotique, une augmentation dans l'intensité de la coloration. Des expériences nombreuses et dans des conditions très variées m'ont appris qu'un abaissement de température augmente aussi le nombre et l'intensité des bandes visibles. Cette observation montre que, pour juger de la teneur en ozone d'un mélange gazeux, soit à l'aide de la coloration, soit à l'aide des bandes d'absorption, il ne suffirait pas de tenir compte de l'épaisseur du gaz traversé et de sa pression.

V. Enfin j'ai réussi à analyser au spectroscope un rayon lumineux ayant traversé le liquide mixte, coloré en bleu, que l'on obtient en comprimant un mélange d'acide carbonique et d'ozone. J'ai pu observer ainsi un spectre d'absorption identique à celui de l'ozone gazeux, mais limité, à cause de la faible épaisseur du liquide traversé, aux deux bandes voisines de D, et que j'ai désignées comme étant les caractéristiques de l'ozone.

Dans toutes les expériences qui précèdent, les précautions prises pour éviter la présence de l'azote mélangé à l'oxygène que l'on soumet à l'action des effluves électriques ont été des plus grandes; c'est que, en effet, il importait d'éviter la production de composés oxygénés de l'azote qui pouvaient donner naissance à un spectre d'absorption spécial, dont les raies, mélangées à celles du spectre caractéristique de l'ozone, auraient été faussement attribuées à ce dernier gaz.

Les résultats obtenus dans l'étude spectroscopique d'un mélange d'oxygène et d'azote, préalablement soumis à l'action de

l'effluve, sont venus justifier l'emploi de toutes ces précautions, et démontrer en même temps, de la façon la plus nette, que le spectre d'absorption observé et décrit comme appartenant à l'ozone et caractérisant ce gaz n'est pas attribuable à un composé oxygéné de l'azote.

L'introduction de quantités quelconques d'azote dans l'oxygène destiné à la préparation de l'ozone donne en effet naissance à un phénomène tout différent de celui observé avec l'oxygène pur; on produit en même temps que l'ozone, dont la présence est encore rendue manifeste dans ces circonstances par sa couleur et par son spectre, un composé d'oxygène et d'azote qui présente un spectre tout spécial.

L'observation de ce nouveau spectre nous a déterminés, M. Hautefeuille et moi, à faire une série d'expériences dont la conclusion nécessaire a été l'existence d'un composé acide anhydre d'oxygène et d'azote, plus oxygéné que l'acide azotique, et auquel nous avons donné le nom d'*acide pernitrique*.

Les propriétés que nous avons trouvées à ce corps nous ont permis de préciser les conditions de sa formation; j'ai pu alors préparer ce composé dans le but d'étudier et de décrire complètement son spectre d'absorption.

Nous ne savons pas préparer l'acide pernitrique seul, en l'absence de l'ozone, et de ce fait résulte, dans le spectre observé, la superposition des bandes de l'ozone et des bandes du composé azoté. Heureusement l'intensité des bandes est plus grande pour l'acide pernitrique, et leur caractère est bien tranché. Des traces de ce corps suffisent pour qu'on aperçoive deux lignes entre D et A, dans une région où l'ozone ne présente pas de bandes; de plus, ce sont des raies fines et noires, au lieu de ces bandes larges et grises et à contours peu nets qui caractérisent l'ozone.

C'est grâce à ces différences essentielles que l'on peut de suite distinguer les deux spectres, malgré leur superposition.

Les dimensions des tubes permettant l'observation du spectre de l'acide pernitrique peuvent être fortement réduites; quelques-unes des bandes sont en effet facilement visibles avec une épaisseur de gaz ne dépassant pas $0^m,10$ et deviennent très noires et plus larges avec un tube de 1^m de longueur, reproduisant ainsi le

phénomène signalé pour l'acide hypoazotique et que j'ai observé avec l'ozone.

Je me suis servi, dans ces expériences, du même spectroscope que j'avais déjà employé à établir le tableau des bandes du spectre de l'ozone.

La position des raies du spectre de l'acide pernitrique sur une carte graduée en longueurs d'onde serait la suivante (tube de 2^m de longueur) :

Numéros.	λ.		Largeur.
1.....	668,0	665,0	3,0
2.....	639,0	»	»
3.....	632,0	628,0	4,0
4.....	628,0	625,0	3,0
5.....	617,0	»	»
6.....	606,0	»	»
7.....	598,0	»	»
8.....	588,5	590,0	1,5

L'ordre d'apparition de ces raies est le suivant :

Les raies 1 et 4 sont les plus nettes et les plus noires : ce sont les deux caractéristiques de l'acide pernitrique; elles se voient dans un tube de $0^m,10$ de longueur.

La raie 3 est grise et ne semble pas se séparer de la raie 4; elle n'est visible que quand la colonne gazeuse a 1^m environ.

Les bandes 6 et 7 sont superposées à la bande 2 de l'ozone; aussi leurs contours sont-ils mal définis; je n'ai noté que leur milieu; elles apparaissent en même temps que la bande 8, qui se superpose aux deux raies D. L'observation de ces bandes nécessite l'emploi d'un tube de $1^m,50$ de longueur.

Les raies 2 et 5 sont extrêmement fines et ne se voient que dans les expériences faites avec un tube de 2^m au moins.

La description du spectre d'absorption de l'acide pernitrique et l'étude comparative de ce spectre et de celui de l'ozone fournissent des éléments indispensables à connaître pour la recherche spectroscopique des composés gazeux et des réactions qui peuvent se produire dans les mélanges de gaz dont l'ozone et les composés oxygénés de l'azote font partie.

L'observation spectroscopique permet, en particulier, de s'assurer de la pureté de l'ozone, de vérifier que ce gaz a été préparé

avec de l'oxygène exempt d'azote, et d éviter ainsi d'attribuer faussement à l'ozone des propriétés qui pourraient être dues à des composés oxygénés de l'azote.

II.

Ce travail touche à une très grande et très intéressante question de la Physique cosmique, celle de la spectroscopie sidérale. Parmi les raies découvertes dans le spectre solaire, la plupart sont dues à l'absorption produite par l'atmosphère solaire; il en est cependant dont l'origine ne peut s'expliquer de cette façon. Celles-là sont dues à l'atmosphère terrestre; Brewster et Gladstone, qui les ont pour la première fois étudiées, leur ont donné, pour rappeler leur origine, le nom de *raies telluriques*.

La question qui se présente à propos de ces raies est double.

Le premier problème qui se pose est celui-ci : *Rechercher les raies telluriques et en dresser une carte*. On peut dire qu'il n'est pas complètement résolu, quoique les plus grands savants s'en soient occupés.

Il existe une Carte des raies telluriques donnée par Brewster et Gladstone (1).

Postérieurement à ce travail parut celui d'Ångström (2).

Ces savants ne sont pas d'accord; Ångström déclare (p. 39) que les dessins qui accompagnent le Mémoire de Brewster et Gladstone sont assez peu satisfaisants: la Carte publiée par Ångström est d'ailleurs fort incomplète, puisque l'auteur a borné ses études à l'extrémité rouge du spectre, région où se trouvent, il est vrai, les raies telluriques les plus nombreuses et surtout les plus nettes.

Le travail de M. Janssen (3) sur les raies telluriques n'indique pas la position des raies en longueur d'onde, et, de plus, se borne aussi à l'étude de la région CD, fait qui s'explique quand on sait

---

(1) Brewster et Gladstone, *Étude du spectre solaire* (*Philosophical Transactions*, t. CL; London, 1860.

(2) Angstrom, *Spectre normal du Soleil;* 1869.

(3) Janssen, *Études sur les raies telluriques du spectre solaire* (*Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIII, p. 274; 1871).

1° que le but poursuivi par M. Janssen était la recherche des bandes dues à la vapeur d'eau, 2° qu'une observation directe lui avait appris que la vapeur d'eau détermine la formation de bandes dans la région AD.

Cependant ce savant annonce que l'atmosphère produit une absorption du même ordre dans les autres régions du spectre, et qu'on remarque quelques autres bandes, en particulier, dans le bleu et le violet.

Il n'existe donc pas de Carte des raies telluriques à laquelle nous puissions comparer la Carte des bandes d'absorption de l'ozone, puisque la presque totalité des bandes dues à ce gaz se trouve dans la région non décrite du spectre des raies telluriques.

Le deuxième problème se pose tout aussi nettement : *A quelles matières contenues dans l'air atmosphérique doit-on attribuer la production des bandes telluriques?*

Ångström voit toute la difficulté du problème; il se borne à indiquer la vapeur d'eau et l'acide carbonique comme devant être étudiés à ce point de vue, « et, dit-il en terminant (p. 41), on pourrait même supposer que l'ozone produit une action analogue ».

M. Janssen est le seul jusqu'ici qui ait étudié cette question avec tout le soin qu'elle mérite. Une étude attentive du spectre solaire lui a fait attribuer à la vapeur d'eau dissoute de notre atmosphère une part très importante dans la production du phénomène (1).

« Mais, dit-il (2), je suis loin d'attribuer à la vapeur d'eau l'universalité des raies telluriques du spectre solaire; j'ai toujours pensé, au contraire, que tous les gaz de notre atmosphère doivent avoir leur part dans le phénomène, part qui, pour certains d'entre eux, sera peut-être fort difficile à faire, mais qui doit exister en principe. »

Cependant M. Janssen n'a pas publié de Carte, graduée en

---

(1) Janssen, *Sur le spectre de la vapeur d'eau* (*Comptes rendus*, t. LXIII, p. 289; 1866).

(2) Janssen, *Remarque sur une récente Communication de M. Angström relative à quelques faits d'analyse spectrale* (*Comptes rendus*, t. LXIII, p. 728; 1866).

longueurs d'onde, du spectre de la vapeur d'eau, document qui serait indispensable pour la discussion des résultats.

Il donne une figure (¹) représentant les résultats obtenus et sur laquelle sont dessinées, entre autres, deux bandes à droite et à gauche de D, et qui semblent, d'après lui, correspondre exactement à des bandes observées dans le spectre du Soleil vers l'horizon.

Ce seul fait suffit pour faire comprendre la complexité du problème, puisque, à gauche et à droite de D, outre les raies dues à l'atmosphère solaire, nous devons rechercher les bandes dues à la vapeur d'eau et celles dues à l'ozone, bandes qui sont partiellement et peut-être totalement superposées.

Les recherches que j'ai faites pour savoir si certaines bandes telluriques doivent être attribuées à l'ozone me permettent d'affirmer la présence de trois bandes de l'ozone dans le spectre du Soleil vu à l'horizon : ce sont les bandes désignées par les n°s 2, 3 et 5, et qui apparaissent les premières dans une observation directe de l'ozone.

Pour les bandes 2 et 3, qui présentent une variation dans l'intensité d'un bord à l'autre, il n'y a pas coïncidence entre leur maximum et celui observé directement dans les bandes correspondantes du spectre solaire. Ce résultat n'a rien qui doive nous surprendre, puisqu'en ces mêmes régions se trouvent superposées les bandes de la vapeur d'eau; mais on comprend, d'après cela, l'intérêt qu'il y aurait à pouvoir comparer à une Carte exacte des bandes telluriques deux Cartes superposées de la vapeur d'eau et des bandes de l'ozone.

De ce seul fait que, dans le spectre solaire, il est possible de retrouver les plus visibles parmi les bandes d'absorption dues à l'ozone, il résulte que l'on ne peut chercher à établir une théorie du bleu du ciel sans tenir compte de la présence de ce gaz; les rayons lumineux qui nous arrivent sont nécessairement colorés en bleu par leur transmission à travers l'ozone contenu dans l'atmosphère.

J'ai annoncé, dès le 12 décembre 1880, que, l'ozone étant un

(¹) Janssen, *Sur le spectre de la vapeur d'eau* (*Annales de Chimie et de Physique*, 4e série, t. XXIV, p. 215; 1871).

élément important des hautes régions atmosphériques, sa couleur bleue joue certainement un rôle dans la coloration du ciel.

Au mois de mars de l'année suivante parut un Mémoire de M. Hartley (1), dans lequel ce savant chimiste expose qu'il a été conduit, par des considérations toutes différentes des miennes, à des conclusions qu'il formule dans des termes presque identiques à ceux dont je me suis servi; il conclut, comme je l'ai fait, que l'ozone est un élément normal des hautes régions atmosphériques, et qu'il existe là en plus grande quantité qu'à la surface du sol.

Mais, au lieu de se borner à affirmer le rôle que l'ozone doit jouer dans la coloration du ciel, il attribue nettement cette coloration à la présence de ce gaz. Il faut bien reconnaître, cependant, que la théorie proposée par M. Lallemand (2) pour rendre compte du bleu du ciel, si elle détruit toutes les explications jusque-là proposées, résiste à toutes les objections et permet seule une assez bonne interprétation de tous les résultats connus.

Si la coloration était seulement due à la transmission à travers un gaz coloré, la portion bleue de la lumière émise par le ciel serait polarisée tout autant que la lumière blanche provenant du même point du ciel; or les expériences de M. Lallemand prouvent qu'il n'en est pas ainsi, et c'est sur ces expériences qu'il s'appuie pour attribuer la couleur bleue de l'atmosphère à un phénomène de fluorescence quinique, phénomène dans lequel les rayons ultra-violets et violets, partiellement absorbés, sont ensuite émis avec changement de réfrangibilité et en cessant d'être polarisés. Les faits sur lesquels s'appuie cette théorie semblent rigoureusement établis, et en particulier l'absorption des rayons ultra-violets par l'atmosphère vient d'être l'objet d'une étude des plus intéressantes de M. Cornu (3).

Il n'en est pas moins prouvé qu'une portion de la lumière bleue

---

(1) Hartley, *On the absorption of Solar rays by atmospheric ozone* (*Journal of the chemical Society*, n° CCXX, p. 111-138; march 1881).

(2) Lallemand, *Sur la polarisation et la fluorescence de l'atmosphère* (*Comptes rendus*, t. LXXV, p. 707; 1872).

(3) Cornu, *Sur l'absorption atmosphérique des raies ultra-violettes* (*Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 5; 1881).

semble devoir être attribuée à la présence de l'ozone; c'est là un fait qui paraît parfaitement certain, et dont il y aura lieu de tenir compte pour expliquer en totalité la coloration bleue du ciel.

APPLICATION DE LA PHOTOGRAPHIE INSTANTANÉE A L'ÉTUDE DE LA LOCOMOTION ANIMALE

(Station physiologique du Parc des Princes);

PAR M. G. DEMENY.

L'étude de la Mécanique animale et en particulier de la locomotion des êtres animés est à faire à deux points de vue :

1° Le point de vue cinématique qui consiste à rechercher les positions successives qu'ont occupées dans l'espace et à des intervalles de temps connus des points remarquables de l'animal en mouvement;

2° Le point de vue dynamique où l'on étudie la nature des forces motrices, causes du mouvement, celle des résistances à vaincre, la façon dont ces forces se répartissent sur les organes locomoteurs et se font équilibre ou l'emportent l'une sur l'autre, où l'on mesure enfin le travail mécanique effectué pendant le déplacement.

C'est dans la première partie de cette étude que M. Marey a fait une heureuse application de la photographie instantanée.

Les procédés de celle-ci sont connus : l'industrie livre des plaques au gélatinobromure d'argent dont la sensibilité variable est facile à contrôler.

Si l'on braque un appareil photographique sur un homme ou un animal en mouvement et si, au devant de l'objectif, un disque opaque percé d'une fenêtre en forme de secteur tourne autour d'un axe horizontal, parallèle à l'axe optique de l'instrument, on peut, suivant la largeur de la fente et suivant la vitesse de rotation du disque, ne laisser passer la lumière que pendant un temps assez court pour que l'animal en mouvement ne se soit pas sensiblement déplacé et assez long pour que la plaque ait pu être impressionnée.

On peut, avec un bon éclairage, réduire ce temps de pose au millième de seconde.

Ainsi, à chaque tour du disque, une image photographique peut être prise sur la même plaque à la condition de conserver à celle-ci sa sensibilité. Pour cela l'objet mobile est choisi de couleur blanche et se meut au soleil devant un véritable trou obscur. C'est le seul moyen indiqué par M. Chevreul pour avoir l'absence totale de lumière, et c'est aussi une des conditions principales de l'expérience, car celle-ci peut durer jusqu'à dix secondes, et, pendant tout ce temps, l'objectif reste ouvert et ne doit pas recevoir d'autre lumière que celle qu'émet le sujet mobile.

Dans ces conditions, autant de fois le disque aura fait de tours, autant de fois on aura d'images. Celles-ci ne seront ni identiques ni superposées, puisque l'objet se déplace pendant chaque tour du disque.

Chaque image sera celle de l'attitude de l'animal à tous les intervalles de temps qui séparent deux passages consécutifs de la fenêtre.

Ce temps peut se mesurer et des repères, reproduits par la photographie, donnent la distance parcourue à une échelle qui dépend de la longueur focale de l'objectif et de la distance du point de vue.

On a ainsi la position d'un point quelconque dans l'espace à un moment donné, la trajectoire décrite et la vitesse du point à chaque instant, c'est-à-dire la loi du mouvement.

L'expérience est frappante quand on emploie comme mobile un corps pesant, une pierre blanche, qu'on lance à la main. On a l'image de la parabole décrite. Si l'on se sert d'un disque percé de plusieurs fenêtres de façon à avoir de très fréquentes interruptions, la trajectoire apparaîtra en pointillé allongé. La longueur de l'arc de trajectoire compris entre deux interruptions successives représente l'espace parcouru pendant un temps constant; cette longueur varie suivant la vitesse du mobile à chaque instant et peut servir à la mesurer.

De même un point blanc attaché à la circonférence d'une roue de voiture donne la cycloïde décrite; un nom quelconque tracé dans l'espace avec un point lumineux se peint sur la plaque sensible avec la plus grande netteté. Cela peut devenir un bien singu-

lier moyen de rechercher graphiquement un lieu géométrique décrit par un mobile dans des cas où l'analyse serait impuissante.

M. Marey a perfectionné encore ses appareils photographiques.

S'il ne veut que la représentation d'une allure à toutes ses phases, ce qui pour l'artiste a une importance considérable, il dissocie les images en imprimant à la plaque photographique un mouvement de translation qui a lieu pendant une fraction du tour du disque et qui cesse quand la fenêtre se présente.

La disposition mécanique qui permet d'avoir ainsi en une seconde douze translations et douze arrêts, pendant lesquels douze

Analyse d'un mouvement de marche gymnastique.

images différentes et dissociées sont prises, a présenté de réelles difficultés pratiques.

Elle est réalisée dans le fusil photographique et dans un grand appareil photographique où la plaque a un mouvement de translation rectiligne.

Un dernier perfectionnement, qui a fait l'objet d'une récente communication à l'Académie des Sciences, consiste à se servir d'un procédé imaginé par M. Petit pour obtenir au moyen des clichés photographiques des clichés typographiques auxquels la main de l'homme n'a pas touché.

Le lecteur a sous les yeux deux de ces épreuves essais, qui re-

présentent : la première, un moniteur de l'École de gymnastique de Joinville-le-Pont exécutant une marche gymnastique; la seconde, un cheval monté sautant un obstacle.

Au moyen de ces typographies, le lecteur assiste à l'exécution du mouvement, tel qu'il a été exécuté, il peut le détailler et comparer à son aise des attitudes que l'œil n'avait encore pu saisir.

Cheval sautant un obstacle.

Cette application de la photographie est un beau complément à la méthode graphique que M. Marey s'est toujours efforcé d'introduire dans la mesure des phénomènes de la vie qui se manifestent par le mouvement.

G. HELM. — Ueber die Vermittelung der Fernewirkungen durch den Aether (Transmission par l'éther des actions à distance); *Ann. der Phys. und Chem.*, t. XIV, p. 150-176; 1881.

L'auteur commence par discuter l'hypothèse de deux éthers, l'un fluide, pénétrant et même constituant les molécules matérielles prédominant dans les conducteurs, l'autre extérieur aux molécules, solide, élastique, prédominant dans les diélectriques; puis il applique ces vues à certains faits.

Gravitation. — Les déformations (u, v, w) de l'éther solide sont régies par les équations

$$(1)\quad \left\{\begin{aligned} \frac{\partial^2 u}{\partial t^2} &= c^2 \Delta u + (C^2 - c^2)\frac{\partial \sigma}{\partial x}, \\ \frac{\partial^2 v}{\partial t^2} &= c^2 \Delta v + (C^2 - c^2)\frac{\partial \sigma}{\partial y}, \\ \frac{\partial^2 w}{\partial t^2} &= c^2 \Delta w + (C^2 - c^2)\frac{\partial \sigma}{\partial z}, \end{aligned}\right.$$

σ étant la dilatation, C, c les vitesses de propagation des ondes longitudinales et transversales. La solution

$$\sigma = 0, \quad \varphi = \sum \frac{m}{r}, \quad u = \frac{\partial \varphi}{x}, \quad v = \frac{\partial \varphi}{\partial y}, \quad w = \frac{\varphi}{\partial z},$$

où r est la distance d'un point de l'éther solide au centre d'une molécule et où Σ s'étend à toutes les molécules, permet d'évaluer la pression élémentaire P à la surface de l'une d'elles.

Si elle est sphérique, unique et de rayon a, on trouve

$$P = \frac{4\mu c^2 m}{a^3},$$

ce qui détermine, à l'aide de la densité μ de l'éther, le coefficient m propre à la molécule. Les expressions

$$X = m\frac{\int u\,ds}{4\pi a^2}, \quad Y = m\frac{\int v\,ds}{4\pi a^2}, \quad Z = m\frac{\int w\,ds}{4\pi a^2}$$

seront les composantes d'une force pondéromotrice suivant la loi du carré des distances.

Magnétisme. — La solution

$$\sigma = 0, \quad u = \frac{\partial C}{\partial y} - \frac{\partial B}{\partial z}, \quad v = \frac{\partial A}{\partial z} - \frac{\partial C}{\partial x}, \quad w = \frac{\partial B}{\partial x} - \frac{\partial A}{\partial y},$$

$$A = -2\sum \frac{\omega \cos\alpha}{r}, \quad B = -2\sum \frac{\omega \cos\beta}{r}, \quad C = -2\sum \frac{\omega \cos\gamma}{r},$$

où ω, α, β, γ sont des constantes spéciales à chaque molécule, donne une rotation égale à $-\frac{\partial}{\partial N'}\sum \frac{\partial}{\partial N}\left(\frac{\omega}{r}\right)$ en tout point de l'éther solide et une force tangentielle appliquée à chaque molécule et égale à $\frac{C\mu c^2 \omega}{a^3}$, ce qui définit ω.

Les forces pondéromotrices auront pour potentiel élémentaire

$$\frac{\partial^2}{\partial N \partial N'}\left(\frac{\omega . \omega'}{r}\right) \text{ (1)}.$$

N désigne la direction $\alpha\beta\gamma$.

---

(1) Voir Bertrand, *Journal de Physique*, 1re série, t. III, p. 340.

Conducteurs et diélectriques. — Afin de tenir compte du frottement entre l'éther fluide et l'éther solide, on posera entre les forces X', Y', Z' et X, Y, Z auxquelles ils sont respectivement soumis, les relations

$$X' = \frac{\varkappa}{4\pi}\frac{\partial X}{\partial t}, \quad Y' = \frac{\varkappa}{4\pi}\frac{\partial Y}{\partial t}, \quad Z' = \frac{\varkappa}{4\pi}\frac{\partial Z}{\partial t},$$

avec

$$X = \mu c^2 \Delta u + \mu(C^2 - c^2)\frac{\partial \sigma}{\partial x},$$

et pour le mouvement de l'éther fluide

$$\mu'\frac{du'}{dt} = -\frac{\partial p'}{\partial x} + X', \quad \mu'\frac{dv'}{dt} = -\frac{\partial p'}{\partial y} + Y', \quad \mu'\frac{dw'}{dt} = -\frac{\partial p'}{\partial z} + Z',$$

$$\sigma' = -\frac{1}{\mu'}\frac{d\mu'}{dt}, \quad p' = C'^2\mu'.$$

On retrouve ainsi les équations de l'électricité données par Helmholtz, où le coefficient k destiné à généraliser C (égal à $+1$ d'après Neumann, -1, d'après Weber, o d'après Maxwell) est remplacé par $\frac{c^2}{C^2}$. Si $\mu = \mu'$, $C = C'$, le rapport des unités électrodynamiques et électrostatiques est c^2, sinon il est $\frac{c^2\mu' C'^2}{\mu C^2}$. L'auteur admet que la chaleur dégagée est

$$\varkappa(U'^2 + V'^2 + W'^2),$$

$$U' = -\frac{X'}{\varkappa\mu c^2}, \quad V' = -\frac{Y'}{\varkappa\mu c^2}, \quad W' = -\frac{Z'}{\varkappa\mu c^2}$$

étant les intensités du courant; les forces pondéromotrices ont pour potentiel

$$\frac{1}{r}(U'_1 U'_2 + V'_1 V'_2 + W'_1 W'_2).$$

État diélectrique. — Enfin, en égalant à zéro les seconds membres de (1), les composantes du moment diélectrique définies par

$$\Delta u = -4\pi U,$$
$$\Delta v = -4\pi V,$$
$$\Delta w = -4\pi W,$$

sont données par

$$U = \frac{1}{4\pi}\frac{C^2 - c^2}{c^2}\frac{\partial\sigma}{\partial x},$$

$$V = \frac{1}{4\pi}\frac{C^2 - c^2}{c^2}\frac{\partial\sigma}{\partial y},$$

$$W = \frac{1}{4\pi}\frac{C - c^2}{c^2}\frac{d\sigma}{dz}, \quad \Delta\sigma = 0.$$

Tout corps céleste, suivant qu'il est positif ou négatif, raréfie ou condense l'éther ambiant. La raréfaction σ remplace ici le potentiel ordinaire; sa chute $-\frac{1}{4\pi}\frac{\partial\sigma}{\partial n}$ en un point de la surface est l'équivalent de la densité électrique; la constante diélectrique a pour valeur

$$-\frac{1}{4\pi}\frac{C^2 - c^2}{c^2}.$$

B. Élie.

R.-T. GLAZEBROOK. — On the molecular vortex theory of electromagnetic action (Théorie de l'électromagnétisme fondée sur les tourbillons moléculaires); *Phil. Mag.*, 5e série, t. XI, p. 381-413; 1881.

Posons, d'après des notations connues, en n'écrivant qu'une équation sur trois, les équations de la théorie de l'élasticité :

$$(1) \qquad \rho\left(\frac{d\dot{\xi}}{dt} - X\right) - (A + B)\frac{\partial\theta}{\partial x} = -B\left(\Delta\xi + \frac{\partial\theta}{\partial x}\right);$$

celles de l'hydrodynamique

$$(2) \qquad \rho\left(\frac{d\dot{\xi}}{dt} - X\right) + \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{4}{3}\nu\frac{\partial\theta}{\partial x} = -\lambda\left(\Delta\dot{\xi} + \frac{\partial\dot{\theta}}{\partial x}\right),$$

dans lesquelles les points indiquent une dérivation, relative au temps, des déplacements ξ, η, ζ; ∂ et d les dérivées partielles et totales; et enfin celles de l'électricité données par Maxwell :

$$(3) \qquad \mu\left(4\pi c + K\frac{d}{dt}\right)\left(\frac{dF}{dt} + \frac{\partial\psi}{\partial x}\right) = -\left(\Delta F + \frac{\partial j}{\partial x}\right).$$

Remplaçons dans la dernière F par $\frac{1}{2}\mu\dot{\xi}$, μ étant un coefficient proportionnel et même égal au double de la densité ρ, et considérons deux cas : si le milieu est un diélectrique non conducteur, (3)

ne contient plus c qui est nul, et prend la forme de l'équation (1) différentiée par rapport au temps, à la condition d'écrire

$$\frac{\mu}{2}\left(X + \frac{A+B}{2}\frac{\partial\theta}{\partial x}\right) = -\frac{\partial\psi}{\partial x}, \quad \frac{\rho}{\mu B} = K,$$

c'est-à-dire d'assimiler le coefficient diélectrique k à l'inverse du coefficient de rigidité (le μ de Lamé); si le milieu est conducteur non diélectrique, (3) ne contient plus $k\frac{d}{dt}$ et devient identique à (2) à la condition d'écrire

$$\left(\frac{\mu}{2\rho}\frac{\partial p}{\partial x} - X - \frac{4}{3}\frac{\nu}{\rho}\frac{\partial\theta}{\partial x}\right) = \frac{\partial\psi}{\partial x}, \quad \frac{4\pi\mu\lambda}{\rho} = \frac{1}{c},$$

c'est-à-dire d'assimiler la résistance $\frac{1}{c}$ à la viscosité λ du liquide. La force magnétique (α, β, γ) en un point devient la vitesse de rotation élémentaire $\omega, \omega_1, \omega_2$.

M. Glazebrook étudie ensuite les phénomènes de Hall et Faraday [1]. Des expressions des énergies cinétique et potentielle dans lesquelles entre un terme de la forme

$$c\iiint(\omega\alpha + \omega_1\beta + \omega_2\gamma)\,dx\,dy\,dz,$$

il déduit les équations (3) auxquelles s'ajoute le terme

$$\frac{2\mu c}{\rho}\frac{\partial}{\partial x}(\alpha\alpha' + \beta\beta' + \gamma\gamma') + \frac{8\pi\mu c}{\rho}(\gamma g - \beta h).$$

Dans l'expérience de Hall $(\alpha', \beta', \gamma')$ est la rotation moléculaire due au courant (f, g, h), (α, β, γ) celle due à l'aimant dirigée suivant les lignes de force; la première parenthèse est nulle, la seconde donne la force électromotrice. Dans les phénomènes de Faraday, (f, g, h) est la vibration lumineuse; d'après la rotation du plan de polarisation de la raie du thallium dans le sulfure de carbone, l'auteur trouve

$$c = \frac{3{,}047.10^{-5}.75}{4\pi i^3},$$

i étant l'indice de réfraction. B. ÉLIE.

---

[1] *Journal de Physique*, 1re série, t. IX, p. 292.

H. HERTZ. — Ueber die Verdunstung der Flüssigkeiten, insbesondere des Quecksilbers im luftleeren Raume (Sur l'évaporation des liquides, et en particulier du mercure dans le vide); *Annalen der Physik*, t. XVII, p. 177; 1882.

Ueber den Druck des gesättigsten Quecksilberdampfes (Sur la pression de la vapeur saturante du mercure); *Ibid.*, p. 173.

Les conditions d'évaporation des liquides, et en particulier du mercure, ont été étudiées pour élucider l'alternative suivante, ou bien :

1° Pour une surface d'évaporation déterminée, l'évaporation du liquide ne dépend que de la quantité de chaleur qui lui est fournie; alors, dans l'unité de temps, une quantité indéfinie de liquide peut être vaporisée sans que les propriétés de la vapeur formée (température, pression, densité) dépendent de la vitesse d'évaporation;

2° Pour une surface d'évaporation déterminée et à une température donnée, il ne peut s'évaporer qu'une quantité finie de liquide, et les conditions de la vapeur formée peuvent, suivant la vitesse de l'évaporation, différer de celles de la vapeur saturante.

Malgré l'emploi d'appareils ingénieux, l'auteur du Mémoire n'a pu obtenir de résultats bien décisifs.

La vapeur formée a toujours présenté pour une même température la même densité et la même force élastique, qui sont celles de la vapeur saturante.

Dans son second Mémoire, l'auteur a mesuré avec grand soin, au moyen d'un appareil spécial, la pression de la vapeur saturante de mercure à différentes températures, et surtout à la température de l'atmosphère.

En désignant par p la pression de la vapeur saturée, par T la température absolue, il donne la formule

$$\log p = 10,59271 - 0,847 \log T - \frac{3342}{T}.$$

Il dresse ensuite le tableau des forces élastiques de la vapeur de mercure à différentes températures de 0° à 220°.

Les nombres obtenus sont notablement plus petits que ceux de

Regnault; ils s'en rapprochent vers 220°, en se confondant avec eux dans le voisinage de cette température.

Les nombres obtenus sont, au-dessous de 80°, plus grands que ceux de M. Hagen (1); ils concordent avec eux entre 80° et 100°, ils sont plus petits qu'eux au delà.

Entre 0° et 40°, la force élastique de la vapeur de mercure varie de $0^{mm},00019$ à $0^{mm},0063$.

Il en résulte qu'aux températures ordinaires de l'atmosphère, la force élastique de la vapeur de mercure est moindre que $\frac{1}{1000}$ de millimètre.

Ce résultat est très important pour l'emploi des baromètres, machines et tubes de Geissler. E. DRINCOURT.

VON FREY et VON KRIES. — Ueber Mischung von Spectralfarben (Sur le mélange des couleurs spectrales); *Archiv für Phys.*, p. 336; 1881.

L'appareil employé permettait d'obtenir deux surfaces voisines éclairées, l'une par un mélange de deux couleurs spectrales, l'autre soit par un mélange de lumière blanche et d'une couleur spectrale quelconque, soit par de la lumière blanche seule. La lumière éclairante était celle des nuées.

Les auteurs, en étudiant les couleurs complémentaires, ont obtenu des résultats en tout semblables à ceux de Helmholtz (2) : si l'on construit une courbe en prenant pour abscisses les longueurs d'onde des diverses radiations, pour ordonnées les longueurs d'onde des couleurs complémentaires, on obtient deux branches de courbe ayant la forme générale d'hyperboles équilatères. Ce qui est nouveau dans le travail que nous analysons, c'est que les courbes obtenues dans les mêmes conditions par les deux observateurs ne sont pas identiques : elles se coupent dans le jaune bleu.

Des différences analogues se retrouvent dans les expériences faites pour reproduire les différentes teintes du spectre par le mélange de deux couleurs spectrales. En mélangeant par exemple

---

(1) HAGEN, *Ann. der Physik*, t. XVI, p. 610; 1882.
(2) HELMHOLTZ, *Optique physiologique*, p. 365.

le vert de *b* au rouge de C, et cherchant à reproduire les teintes intermédiaires, M. von Kries était constamment obligé d'employer plus de vert que M. von Frey. L'inverse se produisait pour les mélanges du vert de *b* avec le violet de G.

Tous ces résultats s'expliquent en admettant que l'un des observateurs était plus sensible au jaune que l'autre. Les auteurs attribuent ce fait à une absorption inégale par le pigment de la tache jaune.

J. Macé de Lépinay.

TITO MARTINI. — Dei suoni prodotti all' efflusso dei liquidi (Des sons produits par l'écoulement des liquides); *Atti del R. Istituto veneto,* 5e série, t. VIII; 1882.

Un long tube de verre, de $0^m,02$ à $0^m,06$ de diamètre, est fermé à sa partie inférieure par un disque métallique de $0^m,002$ à $0^m,003$ d'épaisseur. Il est percé en son centre d'un trou cylindrique dont le diamètre est égal à l'épaisseur. On le remplit d'eau, qu'on laisse ensuite couler, et l'on entend des sons qui, pour certaines longueurs de la colonne liquide, sont comparables à ceux d'un tuyau d'orgue.

Savart avait déjà trouvé que les nombres de vibrations, correspondant aux différents sons, sont proportionnels à la racine carrée de la charge du liquide au-dessus de l'orifice, et en raison inverse du diamètre de celui-ci.

M. Martini a constaté que, dans de telles expériences, on n'obtient pas une série de sons de hauteurs décroissantes, comme dans la sirène, bien que la charge du liquide diminue sans cesse; on entend un certain nombre de sons distincts, comme avec un tuyau d'orgue.

Ces expériences rappellent celles de Masson, lorsqu'il faisait parler un tuyau fermé à son extrémité par un disque métallique troué, en dirigeant un courant d'air dans son intérieur. Dans les deux cas, les résultats sont sensiblement les mêmes. M. Martini trouve que la loi de Savart, relative aux charges est sensiblement vérifiée.

Comme dans un tuyau d'orgue, la hauteur du son dépend à la

fois de la longueur de la colonne d'eau et de la vitesse d'écoulement du fluide à l'embouchure.

Le son est produit, comme Savart l'a démontré, par les vibrations de la veine liquide; leur nombre est proportionnel à la vitesse d'écoulement ou à la racine carrée de la charge. On n'obtient un son pur, d'une tonalité bien établie, que si le son de la veine liquide est un des sons que peut rendre la colonne liquide qui remplit le tube. Les longueurs de ces colonnes sont à peu près proportionnelles aux nombres de vibrations des sons obtenus.

La série des sons rendus par une colonne liquide de longueur constante est celle des harmoniques d'un tuyau ouvert.

La colonne d'air qui se trouve dans le tube au-dessus du liquide renforce certains des sons obtenus et leur donne une grande intensité.

Les parois du tuyau jouent un rôle important dans le phénomène et paraissent servir à transmettre les vibrations de la veine au liquide et à l'air intérieur; car le son s'éteint, si on les empêche de vibrer.

Ces expériences donnent un moyen de comparer entre elles les vitesses du son dans divers liquides. On cherche quelles longueurs il faut donner aux colonnes pour qu'elles rendent un même son bien caractérisé. Les vitesses sont proportionnelles aux longueurs observées. Pour réussir pleinement, il faut chasser toutes les bulles d'air adhérentes aux parois; elles altèrent profondément la hauteur du son, ou même l'empêchent de se produire.

M. Martini a trouvé ainsi :

	Densité.	Température.	Vitesse.	Coefficient de compressibilité.
		°	m	
Alcool à 36°.....	0,841	17,6	1288,5	
Alcool absolu.....	0,808	16	1232,0	0,0000826
Éther sulfurique...	0,727	13	1144	0,0001065
Pétrole.....	0,800	16,5	1354	0,00006958

Ces nombres s'accordent avec ceux qui ont été donnés par Wertheim pour la vitesse, et par Grassi et MM. Jamin et Amaury pour la compressibilité.

E. Gripon.

IL NUOVO CIMENTO,

Giornale fondato per la Fisica e la Chimica da C. MATTEUCCI e R. PIRIA, continuato per la Fisica esperimentale et matematica da E. BETTI e R. FELICI. — Terza serie.

3e série. Tome IX; 1881.

G. FOLGHERAITER. — Sur la dilatation thermique des solutions alcooliques des acides salicylique, anisique et gallique, et sur le maximum de densité des mêmes substances en solution aqueuse, p. 5.

I. Voici les formules empiriques proposées par M. Folgheraiter pour la dilatation des solutions alcooliques des trois acides :

Acide gallique. — Solution de 3,38 pour 100 d'acide dans l'alcool :

$$\Delta = 0,0009573 + 0,0000028\,t - 0,000000016\,t^2.$$

Acide anisique. — Solution de 2,72 pour 100 d'acide dans l'alcool :

$$\Delta = 0,0009643 + 0,000003\,1\,t - 0,000000066\,t^2.$$

Acice salicylique. — Solution de 2 pour 100 d'acide dans l'alcool :

$$\Delta = 0,0009696 + 0,0000028\,t - 0,000000018\,t^2.$$

II. Les tableaux suivants résument les expériences sur les solutions aqueuses.

Acide gallique.

Quantité d'acide pour 100.	Maximum de densité.	Température correspondante.
		°
0,774	1,0027654	3,43
1,000	1,0039671	3,23
1,297	1,0047080	2,98

Acide salicylique.

Quantité d'acide pour 100.	Maximum de densité.	Température correspondante.
0,345	1,001052	3°,61
0,485	1,001288	3°,54

E. PIAZZOLI. — Influence de l'aimantation sur la ténacité du fer, p. 21.

L'auteur croit pouvoir conclure d'une longue série d'expériences que la ténacité du fer doux est un peu plus grande quand il est aimanté que quand il ne l'est pas; mais la différence n'est appréciable que sur des moyennes; une expérience isolée fournit des résultats tantôt dans un sens, tantôt dans un sens contraire.

L. DE MARCHI. — Influence de la traction et des vibrations d'un fil métallique sur sa conductibilité électrique, p. 31 et 59.

En 1858, M. Mousson étudia les variations de la résistance électrique de fils d'acier, de fer et de cuivre soumis à des actions mécaniques. Les résultats de ses recherches furent les suivants :

1° Dans les limites de l'élasticité parfaite, c'est-à-dire tant que les allongements temporaires demeurent proportionnels aux poids tenseurs et qu'il n'y a pas d'allongement permanent, la résistance croît, comme la longueur, proportionnellement au poids tenseur.

2° On ne peut attribuer la variation de la résistance au seul changement de dimensions du fil; il faut admettre que la résistance spécifique varie.

3° Quand on dépasse les limites de l'élasticité parfaite, la résistance croît rapidement jusqu'à la rupture du fil, mais moins vite que les allongements. Toute augmentation du poids tenseur produit une augmentation brusque de la résistance, laquelle est temporaire, et une variation lente qui est durable. On sait qu'il en est de même pour les allongements.

En ce qui concerne les vibrations, M. Mousson n'a pu observer d'effet certain.

Les résultats de M. de Marchi confirment d'une manière générale les lois énoncées par M. Mousson. L'auteur a en effet observé :

1° Que toute traction du fil métallique augmente en général sa résistance; cependant, pour les tractions très faibles, on peut d'abord observer une diminution de la résistance;

2° Qu'en général les augmentations de la résistance sont jusqu'à une certaine limite proportionnelles à celles des poids tenseurs; mais, en outre, la résistance d'un fil peut subir des variations

brusques qui indiquent une modification instantanée et profonde de son état moléculaire;

3° Que la loi des variations de la résistance serait tout à fait indépendante de celle des allongements;

4° Que toute vibration d'un fil est accompagnée d'une variation de résistance en général très sensible. C'est tantôt une augmentation et tantôt une diminution.

G. BASSO. — Démonstration d'une propriété géométrique des rayons réfractés extraordinaires dans les milieux biréfringents uniaxes, p. 63.

Soient $\frac{1}{a}$, $\frac{1}{b}$ les indices de réfraction ordinaire et extraordinaire du cristal, et supposons la face réfringente parallèle à l'axe optique; soient de plus i l'angle d'incidence, θ l'angle que le plan d'incidence fait avec l'axe optique, φ l'angle que fait le plan de réfraction extraordinaire avec le plan d'incidence. M. Basso démontre la formule

$$\operatorname{tang}\varphi = \frac{(a^2 - b^2)\operatorname{tang}\theta}{(a^2 + b^2)\operatorname{tang}\theta}.$$

L'angle φ est donc indépendant de l'angle d'incidence i.

G. BASSO. — Contribution à la théorie des phénomènes de diffraction, p. 67.

M. Basso étudie la diffraction correspondant à un point lumineux et à un écran indéfini percé d'une ouverture circulaire dont le centre est sur la normale abaissée du point lumineux sur l'écran. On sait que ce problème a été traité par Fresnel de la manière la plus élémentaire, par la considération des zones d'Huyghens, mais en admettant que les vitesses vibratoires envoyées par chaque zone en un point de la ligne centrale sont les mêmes, indépendamment de l'obliquité. Pour tenir compte de l'effet de l'obliquité, M. Basso admet que la vitesse vibratoire reçue par un point de la ligne centrale doit être multipliée par le cosinus de l'angle que fait avec cette ligne la direction de propagation; et, comme cet angle est toujours très petit, il ne conserve dans l'expression de ce cosinus que les termes du second ordre. Les résultats qu'il obtient ainsi modifient peu ceux qui se déduisent de la théorie

de Fresnel. Les minima d'intensité ne sont plus rigoureusement, mais approximativement nuls.

G. BASSO. — Phénomènes de polarisation chromatique dans les agrégats de corps biréfringents, p. 77 et 145.

Considérons un cercle et supposons que, suivant l'un quelconque de ses rayons, se trouvent disposés un grand nombre de corpuscules biréfringents de même espèce, de mêmes dimensions et orientés de la même manière, et que tous les rayons du cercle se trouvent dans la même condition. M. Basso donne à un groupement cristallin de cette espèce le nom de *système rayonné*.

La lumière, parallèle ou convergente, polarisée, par exemple, par un nicol, traverse normalement le système rayonné; elle est reçue sur un nicol analyseur. Il s'agit d'étudier les phénomènes de polarisation chromatique qui se produisent dans ces circonstances, et de fixer la position des lignes incolores et des franges colorées.

Si l'on se borne à considérer les cristaux disposés suivant un même rayon du cercle, ils ont tous la même orientation et la même épaisseur et se comportent, par conséquent, comme un cristal unique. La théorie ordinaire permet donc de déterminer la teinte en tous les points d'un rayon quelconque : par suite, le problème peut être considéré comme résolu d'une manière générale. L'auteur examine divers cas particuliers.

I. Systèmes uniaxes. — 1° *L'axe optique de tous les cristaux est normal au plan du système rayonné.* — Le système se comporte évidemment comme un seul cristal uniaxe observé suivant l'axe. Dans la lumière convergente on apercevra les deux croix grises et les franges circulaires bien connues.

2° *L'axe optique de tous les cristaux est dirigé suivant le rayon du système.*— Le plan d'incidence est toujours une section principale. Il y a toujours deux croix grises et des franges circulaires isochromatiques, mais dont le rayon n'est pas le même que dans le cas précédent.

3° *L'axe optique de tous les cristaux est dans le plan du système et perpendiculaire au rayon du cercle correspondant.* —

Le plan d'incidence est partout perpendiculaire à la section principale, et il y a encore deux croix grises et des franges circulaires isochromatiques, dont le rayon est donné par une troisième formule distincte des deux précédentes.

II. *Systèmes biaxes.* — L'auteur n'examine que les cas où l'un des axes d'élasticité est normal au plan du système et un second axe d'élasticité dirigé suivant le rayon. Dans chacun de ces six cas, les lignes incolores sont des croix, et les lignes isochromatiques des cercles dont les rayons sont donnés par des formules différentes, faciles à trouver.

Pour vérifier expérimentalement les conséquences de la théorie, M. Basso a fait évaporer diverses solutions salines et a reconnu qu'un certain nombre d'entre elles se prêtaient à produire des groupements rayonnés, par exemple la *mannite,* le *bicarbonate de soude,* le *nitrate de cadmium,* les *sulfates de manganèse* et de *zinc*, etc. Il prépare une dissolution peu concentrée de chacune de ces substances, en dépose une goutte sur une lame de verre, et laisse évaporer. Il obtient ainsi une couche solide très mince et translucide de la substance à étudier, qu'il examine ensuite au microscope polarisant. Les lignes isochromatiques sont difficiles à observer, et l'auteur les laisse de côté dans son Mémoire actuel; mais les lignes neutres sont très visibles et forment toujours deux croix grises dont les directions sont celles des plans principaux du polariseur et de l'analyseur et des plans perpendiculaires.

T. MARTINI. — Figures de diffusion dans les liquides, p. 156.

Un jet très fin d'alcool coloré pénètre de bas en haut dans une cloche ouverte contenant à sa partie inférieure une dissolution saline ou de l'eau acidulée et au-dessus de l'eau. Le jet capillaire, généralement en spirale, se dilate en forme de poire ou de double cône strié horizontalement ou encore d'arborescence dont les stries sont presque horizontales. Cette *figure de diffusion* se produit vers la surface de séparation du liquide le plus dense et de l'eau. En remplaçant l'alcool par de l'eau distillée, on obtient une figure ombelliforme, etc.

A. NACCARI et G. GUGLIELMO. — Sur les forces électromotrices des couples qui ne sont pas constants, p. 162.

Il résulte des expériences des auteurs :

1° Que la nature de la lame polaire sur laquelle se porte l'hydrogène influe sur la valeur de la force électromotrice d'un couple à un seul liquide;

2° Que la force électromotrice d'un tel couple varie toujours en sens inverse de l'intensité du courant, et que cette variation ne paraît point être produite par l'oxygène dissous ou par le sulfate de zinc formé.

R. FERRINI. — Recherches expérimentales opérées avec les appareils de Crookes, p. 179.

Les recherches de M. Ferrini ont été exécutées avec deux globes de Crookes : l'un contenant de l'air peu raréfié et dans lequel la décharge jaillit en un trait direct de l'électrode positive à l'électrode négative; l'autre, aussi identique que possible au précédent par sa forme et ses dimensions, contient de l'air au degré de raréfaction extrême pour lequel la phosphorescence verte apparaît sur le verre à l'opposé de l'électrode négative, quelle que soit la position de l'électrode positive dans le globe.

Au lieu d'animer l'appareil par une bobine d'induction, M. Ferrini emploie la décharge directe d'une machine de Holtz, conduite par des tubes de caoutchouc pleins de mercure, dont l'un communique directement avec l'une des électrodes, tandis que l'autre est en communication avec la deuxième électrode par une pointe que l'on peut à volonté immerger dans le mercure ou placer à une petite distance au-dessus de sa surface. En changeant la position de la pointe, on peut obtenir soit la *décharge continue* quand la pointe plonge dans le mercure, soit une décharge que M. Ferrini appelle *quasi-continue* (étincelles colorées en vert entre la pointe et le mercure) pour de très faibles distances, ou enfin la *décharge discontinue* (étincelles blanches) pour des distances plus grandes.

Les expériences faites avec le ballon A, où la raréfaction de l'air est médiocre, fournissent, lorsque l'on passe de la décharge

continue à la décharge quasi continue et enfin à la décharge discontinue, des phénomènes qui varient dans le même sens que ceux qu'observa Hittorf avec un courant constant, mais avec une raréfaction de l'air de plus en plus grande. D'après M. Ferrini, on doit attribuer ces changements à ce que la résistance au voisinage de l'électrode négative augmente avec la différence de potentiel produite entre les électrodes. Quant au ballon B, dans lequel la résistance de l'air est poussée à l'extrême, M. Ferrini constate d'abord que sa résistance est incomparablement plus grande que celle de l'autre ballon; car, si on les dispose tous deux en dérivation sur le même circuit, le ballon A seul s'illumine. La diminution de pression de l'air fait varier les phénomènes, du ballon A au ballon B, dans le même sens où ils varient, pour le ballon A, quand on augmente la différence de potentiel des électrodes.

L'examen détaillé des apparences présentées, avec les diverses sortes de décharges, par le ballon B où l'air est très raréfié, conduit M. Ferrini à rejeter l'hypothèse d'un quatrième état de la matière proposé par M. Crookes. La phosphorescence verte du verre se produit aux points où le champ électrique de l'électrode négative est le plus intense : la prédominance de l'effet de ce champ serait liée à la résistance énorme de l'espace avoisinant l'électrode négative, laquelle, comme l'a montré Hittorf, croît rapidement avec la raréfaction de l'air.

D. MAZZOTTO. — De la force électromotrice et de la résistance de quelques couples hydro-électriques actifs, p. 206.

La résistance intérieure des couples était mesurée par la méthode bien connue de Mance. La force électromotrice se déduisait de la mesure de la résistance et d'une mesure d'intensité. L'auteur a ainsi trouvé que, pour tous les couples étudiés (couples Bunsen, Daniell à l'eau acidulée ou au sulfate de zinc, Bunsen avec acide chromique, Ponci, Leclanché, couple zinc-cuivre-eau acidulée avec ou sans vase poreux, etc.), la force électromotrice diminue d'une manière continue quand l'intensité du courant augmente et inversement; ces variations sont mieux marquées dans les couples Bunsen à l'acide nitrique que dans tous les autres couples étudiés par l'auteur. La résistance interne des couples serait d'autant plus

grande que le couple fonctionne depuis plus longtemps *et que le courant est moins intense*. Ce dernier résultat est bien singulier et demanderait à être confirmé ou expliqué. E. Bouty.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annales de Chimie et de Physique.

5e série. — Tome XXVII. — Octobre 1882.

Berthelot. — *Remarques sur la lumière propre des comètes*, p. 232.

Annalen der Physik und Chemie.

Tome XVII; n° 9; 1882.

W. Giese. — *Contributions expérimentales à la connaissance de la conductibilité électrique des gaz de la flamme*, p. 1.

H. Helmholtz. — *Sur le système absolu de mesures pour les grandeurs magnétiques et électriques*, p. 42.

R. Colley. — *Preuve de l'existence de la force électromotrice* Y *m de Maxwell*, p. 55.

W. Kohlrausch. — *Conductibilité électrique de l'acide sulfurique et pyrosulfurique et densité de l'acide sulfurique concentré*, p. 69.

K. Strecker. — *Chaleurs spécifiques des combinaisons gazeuses biatomiques du chlore, du brome et de l'iode avec l'hydrogène*, p. 85.

S. v. Wroblewski. — *Recherches sur l'absorption des gaz par les liquides sous de hautes pressions*, p. 103.

A. Oberbeck. — *Sur le mouvement de l'air à la surface terrestre*, p. 128.

K. Exner. — *Sur les anneaux de poussière de Newton*, p. 149.

W.-G. Hankel. — *Sur les propriétés actino et piézo-électriques du cristal de roche et leurs relations aux phénomènes pyro-électriques*, p. 163.

L. Pfaundler. — *Note sur l'explosion d'un tube de verre rempli d'acide carbonique liquide*, p. 175.

L. Pfaundler. — *Note sur l'explosion d'un gazomètre à oxygène en tôle de zinc*, p. 176.

Tome XVII; n° 10; 1882.

H. Hertz. — *Sur l'évaporation des liquides et en particulier du mercure dans le vide*, p. 177.

H. Hertz. — *Sur la pression de la vapeur saturée de mercure*, p. 193.

K. Waitz. — *Sur la diffusion des gaz*, p. 201.

W. Giese. — *Contributions expérimentales à l'étude de la conductibilité électrique des gaz de la flamme*, p. 236.

W. Voigt. — *Théorie des expériences électrochimiques de M. Guébhard*, p. 257.

A.-V. Ettinghausen. — *Mesures absolues de la constante diamagnétique du bismuth*, p. 272.

K. Exner. — *Sur le tremblement de la lumière des étoiles, et en particulier sur la scintillation*, p. 305.

A. Ritter. — *Recherches sur la constitution des astres gazeux*, p. 322.

L. Boltzmann. — *Expériences sur le choc des cylindres*, p. 343.

A. König. — *Sur le remplacement dans les piles de l'acide azotique par l'eau oxygénée*, p. 347.

E. Wiedemann. — *Sur une propriété des coefficients d'absorption*, p. 349.

E. Wiedemann. — *Contribution à l'histoire des sciences naturelles chez les Arabes*, p. 350.

K. Waitz. — *Addition au Mémoire sur la diffusion des gaz*, p. 351.

F. Kohlrausch. — *Rectification.*

T. XVII; n° 11; 1882.

P. Volkmann. — *Sur la cohésion des solutions salines*, p. 353.

E. Warburg et L. Babo. — *Relation entre la viscosité et la densité de liquides et en particulier des gaz liquéfiables*, p. 390.

K. Wesendonk. — *Recherches sur les spectres des combinaisons du carbone*, p. 427.

W. Voigt. — *Remarques sur la théorie de la double réfraction, de la rotation du plan de polarisation et de la double réfraction elliptique proposée par M. Lommel*, p. 428.

E. Lecher. — *Sur la radiation et l'absorption*, p. 477.

W. Giese. — *Contributions expérimentales à l'étude de la conductibilité électrique des flammes*, p. 519.

G. Stefan. — *Évaporation dans un vase de forme circulaire ou elliptique*, p. 550.

REMARQUES SUR LE TIMBRE;

PAR M. L. KŒNIG.

[Extrait par l'Auteur (¹).]

I.

Harmoniques et sons partiels.

Parmi les sons dans lesquels peut être décomposée la masse sonore qui émane d'un corps vibrant, il faut distinguer les harmoniques et les sons partiels. Ces derniers prennent naissance lorsque le corps en question exécute simultanément plusieurs modes de vibration qu'il peut aussi adopter séparément, tandis que les harmoniques sont dus à la décomposition en mouvements pendulaires simples des oscillations imparfaitement pendulaires du même corps exécutant un seul mode de vibration. Les sons partiels et les harmoniques se distinguent, quant à leur nature, en ce que les harmoniques représentent toujours la série des nombres entiers dans toute sa pureté, tandis que les nombres de vibrations des sons partiels ne font, en réalité, que se rapprocher plus ou moins de leurs valeurs théoriques. Cette différence essentielle entre les deux espèces de sons peut être constatée dans tous les corps sonores, que leurs sons partiels soient anharmoniques ou théoriquement représentés par des nombres de la série harmonique.

Pour s'assurer de la pureté absolue des intervalles harmoniques des sons dont se compose le timbre des corps exempts de sons partiels, par exemple celui des anches libres, il suffit de désaccorder de la valeur d'un battement deux sons fondamentaux à l'unisson et de compter les battements des sons supérieurs. On constate alors que la fréquence de ces derniers augmente exactement dans le rapport des nombres exprimant l'ordre de ces sons. De même, en observant les harmoniques de même ordre dans le con-

(¹) Le Mémoire original a été publié par M. Kœnig dans un Volume ayant pour titre : *Quelques expériences d'Acoustique*, p. 218-243. Paris, 1882.

cours de deux sons fondamentaux accordés exactement à l'unisson, on les trouve toujours, eux aussi, exactement à l'unisson. Au contraire, cette méthode d'observation étant appliquée à des sons partiels, on reconnaît dans tous les cas qu'ils s'écartent des valeurs que leur assigne la théorie.

Des exemples de sons partiels anharmoniques sont fournis par les diapasons et les plaques. Dans ces deux cas, on remarque toujours que les sons partiels ne sont dans des rapports absolument fixes ni avec le son fondamental ni entre eux, car les sons partiels de même rang de deux diapasons dont les sons fondamentaux sont à l'unisson donnent toujours des battements plus ou moins rapides. De même, lorsqu'on a mis exactement à l'unisson les sons de deux plaques correspondant à la même figure, il se trouve encore qu'elles ne vibrent plus à l'unisson pour d'autres figures.

Des sons partiels qui théoriquement coïncident avec les harmoniques se rencontrent d'abord dans tous les tuyaux d'orgue; mais, dans les tuyaux ouverts comme dans les tuyaux fermés, ils s'écartent notablement des nombres de la série harmonique, en laissant reconnaître une surélévation qui augmente progressivement avec l'élévation de leur rang, par rapport aux nombres de cette série. Déjà Wertheim a fait remarquer que, en déterminant le son fondamental d'un tuyau par l'un de ces sons partiels, on obtient toujours, pour le premier, un nombre d'autant plus grand qu'on a fait usage d'un harmonique plus élevé. J'ai trouvé moi-même, avec un tuyau de $2^m,33$ de longueur et de $0^m,12$ de largeur et de profondeur, que l'excès du huitième son partiel sur l'harmonique correspondant s'élevait déjà à près d'une seconde, de sorte qu'il coïncidait presque avec l'harmonique 9.

Les sons partiels des cordes coïncident aussi, théoriquement, avec les harmoniques, et ici encore on constate des écarts de la pureté absolue des intervalles, qui, à la vérité, sont très faibles pour des cordes métalliques longues et minces, et ne peuvent être observés qu'avec difficulté. En effet, la corde, abandonnée à elle-même après avoir été excitée, parcourt presque toujours une orbite elliptique, d'où résultent des variations d'intensité du son, qui rendent à peu près impossible la détermination de différences de hauteur très petites par le moyen des battements avec un dia-

pason auxiliaire, et le même mode de mouvement se prête mal à l'observation au moyen du microscope du comparateur optique. Il n'en est plus de même lorsqu'il s'agit de cordes qui remplissent moins bien les conditions théoriques d'un fil élastique sans épaisseur, telles que les cordes à boyau des instruments musicaux. Prenons encore un fil d'acier très mince, de 1^m de longueur, et fixons à peu près au tiers de sa longueur une boulette de cire de la grosseur d'une tête d'épingle; cette faible irrégularité artificielle produira déjà une altération sensible des intervalles harmoniques des sons partiels, et si, ayant accordé une autre corde d'acier à l'unisson de celle-ci, nous excitons dans les deux cordes des sons partiels de même rang, nous constatons qu'ils battent d'une manière très distincte; de même, après avoir mis à l'unisson deux sons partiels de même rang, nous trouverons que les sons fondamentaux ne sont plus d'accord. Or les irrégularités qui existent dans la forme aussi bien que dans la densité des cordes à boyau sont toujours beaucoup plus sensibles que cette irrégularité locale que nous avons provoquée artificiellement dans une corde d'acier, car entre les deux moitiés d'une corde de violon on constate souvent des différences d'un demi-ton et même d'un ton entier. Il est donc permis de supposer que dans les cordes à boyau des instruments musicaux les sons partiels s'éloignent toujours sensiblement des intervalles harmoniques purs. Quand le son fondamental d'une telle corde est accompagné d'un des sons partiels, la forme du mouvement vibratoire de la corde devra donc éprouver un changement continuel, et c'est ce qu'on observe en effet, si l'on inscrit ce mouvement d'une manière directe.

La *fig.* 1 reproduit une inscription de ce genre. Elle a été obtenue avec une corde d'acier dans laquelle avaient été excités simultanément le son fondamental et l'octave; ces deux sons ne s'éloignaient ici que très peu de l'intervalle juste, mais cependant déjà assez pour montrer nettement le changement progressif de la différence de phase. Afin de faciliter l'insertion dans le texte de la longue ligne qui représente cette inscription, on l'a découpée ici en cinq tronçons superposés. D'autres exemples de la transformation progressive du mouvement vibratoire de cordes qui donnent simultanément plusieurs de leurs sons propres se rencontrent parmi les nombreuses inscriptions des mouvements de cordes

excitées par l'archet qui ont été publiées par M. A. Neumann [1].

Or, si, comme le montrent toutes ces inscriptions, l'existence simultanée du son fondamental et d'un ou de plusieurs sons partiels provoque, dans les cordes qui ne satisfont pas aux conditions d'une corde idéale, des mouvements vibratoires qui changent continuellement de forme, il s'ensuit évidemment que, dans le cas où les vibrations successives de ces cordes ne présentent pas de tels changements, mais s'écartent néanmoins de la forme d'une sinusoïde simple, cet écart ne peut être attribué à la coexistence d'une série de sons partiels, et que la corde doit vibrer dans toute sa longueur sans subdivisions.

En général, les vibrations d'un corps qui n'émet qu'un seul de ses sons propres s'écarteront d'autant plus de la vibration pen-

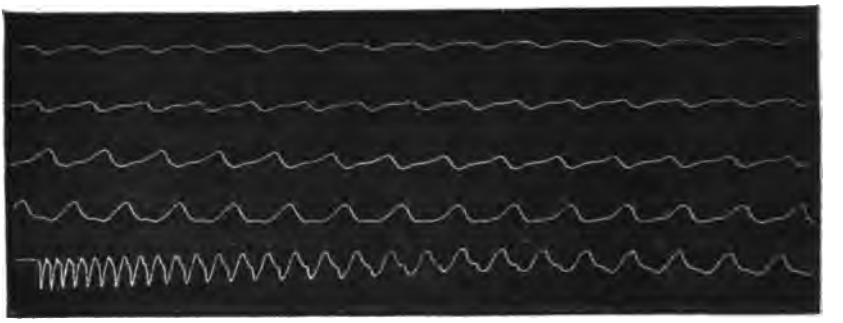


Fig. 1. — Incription des vibrations d'une corde donnant le son fondamental et l'octave.

dulaire simple, et son timbre se composera, en conséquence, d'harmoniques d'autant plus nombreux et plus forts, que les amplitudes de ses oscillations seront plus considérables par rapport à sa section transversale. Ainsi les harmoniques des diapasons ne peuvent s'observer que lorsque ces derniers ont des branches longues et minces et qu'ils vibrent avec des amplitudes relativement très grandes; tandis que, dans les diapasons courts, à branches épaisses, les harmoniques sont si faibles qu'il devient impossible de les constater. Les cordes faisant d'ordinaire des

---

[1] *Bulletin de l'Académie des Sciences de Vienne*, 1870, t. I, *fig.* 1-4.

oscillations d'une amplitude très grande relativement à leur épaisseur, et l'effet de l'archet qui les excite devant y produire un mouvement vibratoire bien différent d'un mouvement pendulaire, il n'y a rien d'étonnant à ce que leur timbre renferme presque toujours des harmoniques nombreux et d'une grande intensité, qui ne doivent pas plus être confondus avec les sons partiels, que les harmoniques très forts qui existent dans le timbre d'une anche libre ne sont dus à une subdivision quelconque de l'anche. Cela ne veut point dire, évidemment, que les vibrations des sons partiels ne puissent accompagner dans les cordes celles du son fondamental, et contribuer, pour une large part, à leur timbre; grâce à la facilité avec laquelle les cordes un peu longues adoptent un mode vibratoire avec subdivisions, c'est même ce qui arrivera très souvent, surtout lorsque les cordes sont frappées ou pincées. Cependant les considérations qui précèdent montrent que l'on ne doit pas confondre ces sons avec les harmoniques qui résultent de la décomposition en vibrations pendulaires simples des vibrations qui répondent à un seul son propre de la corde, ainsi qu'on le fait habituellement.

II.

Influence de la différence de phase des harmoniques sur le timbre.

Si le timbre n'était produit que par le concours des sons partiels d'un corps vibrant, il n'y aurait pas lieu de s'occuper spécialement de l'influence des différences de phase, le changement continuel des différences de phase entre les sons composants étant précisément ce qui caractériserait un pareil mélange de sons. Mais les harmoniques dans lesquels se décomposent les vibrations isolées qui s'éloignent des vibrations pendulaires forment des intervalles parfaitement purs, et c'est là ce qui fait l'importance de la question de l'influence des différences de phase pour la théorie du timbre, car il est clair que, si cette influence existe, l'hypothèse qui avait cours avant les travaux de M. Helmholtz sur ce sujet, et d'après laquelle le timbre dépend de la forme des vibrations, devra être conservée, tandis que, si cette influence n'existe pas, on sera obligé de la modifier comme l'a fait M. Helmholtz,

en admettant que le même timbre peut résulter de formes très diverses, pourvu seulement que ces formes, décomposées en vibrations pendulaires simples, donnent les mêmes sons élémentaires, avec les mêmes intensités.

Pour déterminer l'influence de la différence de phase des sons supérieurs sur le timbre, j'emploie la sirène à ondes qui m'a servi précédemment pour l'étude des battements des intervalles harmoniques (1).

J'appelle *sirène à ondes* un appareil où un courant d'air est dirigé par une fente étroite contre une courbe ondulatoire de forme quelconque, découpée dans une feuille de cuivre, à peu près comme, dans la sirène ordinaire, on dirige un courant par des ouvertures circulaires contre des trous également circulaires. La courbe en question pourra être construite et découpée soit sur une surface de cylindre tournant autour de son axe, soit sur le contour d'un disque. Dans le premier cas, la fente du porte-vent devra être parallèle à l'axe du cylindre, dans le second elle devra être dirigée suivant le rayon du disque.

J'avais d'abord entrepris, dans le courant des années 1867 et 1868, la construction d'une grande sirène à seize sons harmoniques simples, dans laquelle les sons simples s'obtenaient en faisant passer le courant d'air d'un sommier cylindrique, par d'étroites fentes verticales, contre les ouvertures découpées, en forme de sinusoïdes, dans une enveloppe cylindrique qui tournait autour du sommier. Ce procédé, indiqué par moi, pour faire naître des ondulations d'une forme donnée (et en particulier, comme dans le cas présent, des ondulations pendulaires), a été déjà mentionné par M. Terquem dans son Mémoire sur le timbre des sons produits par des chocs discontinus et en particulier par la sirène (2), et l'appareil en question, sur lequel je reviendrai dans une autre occasion, a été exposé pour la première fois à Londres, en 1872.

Quelques années plus tard, M. Tœpler (3) a eu recours à un artifice analogue pour obtenir, avec la sirène, des mouvements pério-

---

(1) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 408.
(2) *Annales scientifiques de l'École Normale supérieure*, t. VII, p. 32; 1870.
(3) *Annales de Poggendorff. Jubelband*, 1874, p. 498.

diques de l'air d'une forme donnée, en soufflant, non plus par des fentes contre des ouvertures distribuées suivant une certaine loi ou des bords découpés en sinusoïdes, mais par des orifices construits suivant de telles lois contre des fentes qui glissaient sur ces orifices.

La sirène à ondes peut être employée de deux manières pour produire un timbre composé d'une série d'harmoniques détermi-

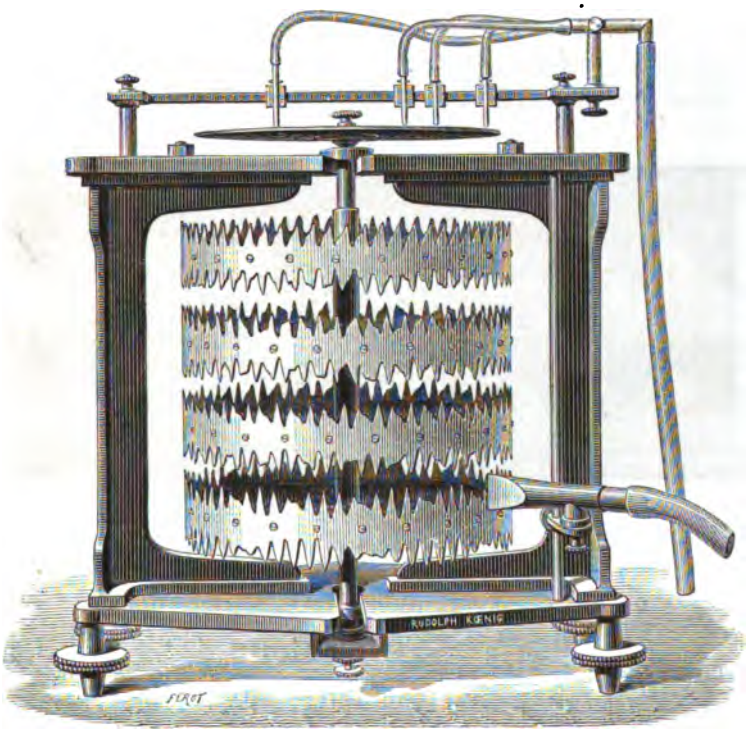


Fig. 2. — Sirène à ondes pour la production des sons de battements.

née. On peut, soit exécuter d'avance la composition des sinusoïdes qui correspondent à ces harmoniques et souffler contre la courbe ainsi obtenue (*fig.* 2), soit construire les sinusoïdes simples qui correspondent à chacune de ces harmoniques, et souffler simultanément contre les courbes en question de manière à produire en

même temps les divers harmoniques qu'il s'agit de combiner (*fig.* 8).

Pour toutes les courbes que j'ai construites en vue des expériences d'après la première méthode, la longueur de la sinusoïde du son fondamental était de $0^m,84$; les courbes résultant de la composition des harmoniques ont été ensuite réduites par la photographie aux dimensions convenables. Ces courbes, découpées dans le contour de bandes de laiton qui s'appliquaient sur des roues, tournaient devant les fentes du porte-vent en communication avec un vaste réservoir d'air et pouvant être ouvertes à volonté en appuyant sur des touches.

Dans les *fig.* 3, 4, 5, chaque ligne horizontale contient, ré-

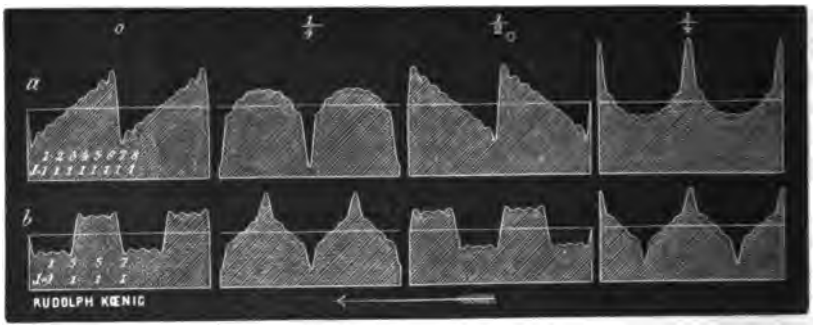


Fig. 7. — Courbes résultant de la superposition de sinusoïdes qui représentent des sons harmoniques de même intensité.

duites à une échelle plus petite, quatre courbes obtenues par la composition des mêmes sinusoïdes harmoniques, coïncidant respectivement, à l'origine, au quart, à la moitié et aux trois quarts de leur longueur; dans ce qui suit, je distinguerai ces quatre cas en disant simplement que la différence de phase est o, $\frac{1}{4}$, $\frac{1}{2}$, $\frac{3}{4}$. Au-dessous de chaque courbe sont indiqués, avec leurs intensités respectives (J), les harmoniques qui correspondent aux sinusoïdes dont elle a été composée. Dans la *fig.* 4 *c*, *d*, la lettre H signifie la hauteur absolue des sinusoïdes combinées.

Toutes les courbes ont dû, nécessairement, être découpées dans les bandes, de façon que leurs sommets devenaient des creux, et les creux des sommets, puisque ce sont les creux qui, en décou-

vrant les fentes, produisent les maxima d'intensité des ondes aériennes, tandis que les parties saillantes les rétrécissent et produisent les minima. En ne tenant pas compte de ce renversement des courbes, on peut facilement se tromper d'une vibration simple dans l'évaluation de la différence de phase, de manière à confondre, par exemple, une combinaison de sinusoïdes à phases $\frac{1}{4}$ avec une combinaison à phases $\frac{3}{4}$.

En n'associant d'abord au son fondamental que l'octave, avec une intensité égale, on obtient le son le plus fort pour la diffé-

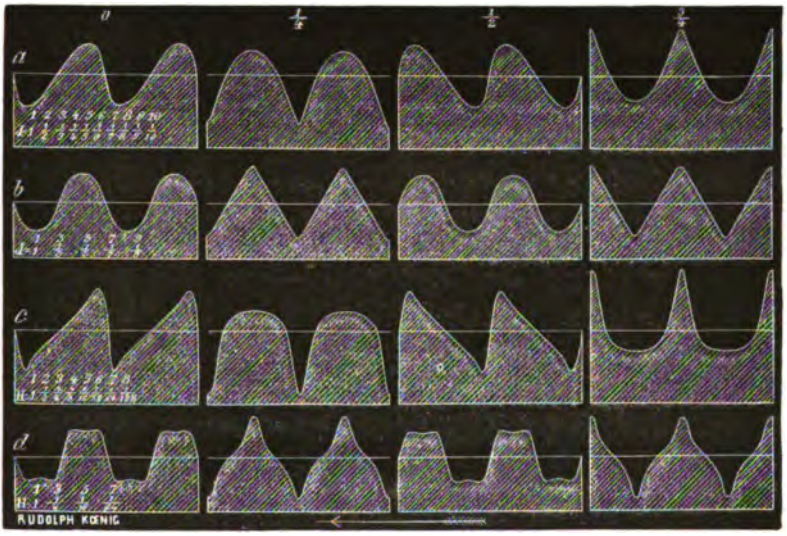


Fig. 4. — Courbes résultant de la superposition de sinusoïdes qui représentent des sons harmoniques dont l'intensité décroît régulièrement.

rence de phase $\frac{1}{4}$, le plus faible pour la phase $\frac{3}{4}$, les intensités moyennes correspondant aux phases o et $\frac{1}{2}$.

En combinant les huit premiers harmoniques, avec des intensités égales (*fig.* 3*a*), les différences d'intensité et de timbre deviennent encore plus sensibles pour les quatre phases en question. La masse sonore a le plus de force et d'éclat pour la phase $\frac{1}{4}$, le moins de force et le plus de douceur pour la phase $\frac{3}{4}$, les phases o et $\frac{1}{2}$ correspondent toujours à des qualités moyennes.

Fig. 5. — Superposition d'une série de sinusoïdes qui représentent des sous harmoniques sans différence de phase.

Fig. 6. — Superposition d'une série de sinusoïdes qui représentent des sons harmoniques avec différence de phase $\frac{1}{4}$.

Dans la combinaison des sons 1, 3, 5, 7, avec intensités égales (*fig.* 3 *b*), la forme des ondes est la même pour les différences de phase 0 et $\frac{1}{2}$, et pour les différences $\frac{1}{4}$ et $\frac{3}{4}$ Dans ce dernier cas, on obtient un son fort et nasillard; dans le premier, un son très faible, plus doux et moins nasillard.

On conçoit qu'il n'est pas facile de donner une description exacte et claire de ces différences de timbre; mais on peut, faute de mieux, comparer le timbre variable du même son fondamental à telles voyelles, dont la ressemblance avec le timbre en question est aisément constatée lorsqu'on cherche à le reproduire en chantant.

Ainsi le timbre obtenu par la combinaison des harmoniques 1, 3, 5, 7 pouvait, pour une certaine hauteur du son fondamental, être comparé à un Æ, qui se rapprochait d'un É quand la différence de phase était zéro, et d'un A quand elle était $\frac{1}{4}$.

Des timbres comme ceux qui viennent d'être étudiés, où tous les harmoniques ont la même intensité que le son fondamental, ne sont probablement jamais produits directement par les corps sonores que l'on rencontre dans la nature; lorsqu'on a besoin de les employer en musique, on se les procure en produisant simultanément une série de sons harmoniques, comme dans les registres mixtes de l'orgue.

Ce ne sont donc pas, à proprement parler, des timbres, mais plutôt des mélanges de sons. Il arrive très souvent, au contraire, que les corps sonores naturels produisent des timbres où l'intensité des harmoniques décroît régulièrement suivant une loi déterminée; c'est le cas des anches qui ne sont pas surmontées de tuyaux de résonance, des cordes qui ne donnent qu'un seul de leurs sons propres, des diapasons à branches longues et très minces, qui vibrent avec de grandes amplitudes.

Les courbes qui résultent de la combinaison des sinusoïdes correspondant à une telle série de sons, d'intensité régulièrement décroissante, deviennent toujours finalement des lignes ondulatoires d'un aspect très simple, qui montent et descendent périodiquement. L'échelle considérable à laquelle j'ai construit les épures de mes courbes m'a forcé d'aller jusqu'à l'harmonique 11 quand l'intensité des harmoniques était supposée en raison inverse de leur rang (*fig.* 4*a*), pour approcher pratiquement de cette forme

simple de la courbe résultante [1]. Mais, en diminuant toujours de moitié les intensités relatives des harmoniques successifs, la forme simple était déjà pratiquement réalisée en arrivant au son 6. La courbe obtenue par cette dernière combinaison n'a pas été indiquée dans la *fig.* 4, parce qu'elle diffère si peu de la précédente (*fig.* 4*a*) que, vu la petitesse de l'échelle, la différence eût été à peine visible.

Ces combinaisons d'harmoniques d'intensité décroissante ont encore présenté, comme les mélanges d'harmoniques d'intensités égales, le maximum de force et d'éclat pour la différence de phase $\frac{1}{4}$, le minimum pour la différence $\frac{3}{4}$, les différences o et $\frac{1}{2}$ correspondant aux qualités moyennes.

Avec les courbes *fig.* 4*c*, obtenues par la composition d'une série de huit sinusoïdes harmoniques dont l'amplitude absolue diminue de moitié d'un harmonique au suivant, on arrive à des résultats tout semblables, c'est-à-dire que les phases $\frac{1}{4}$ et $\frac{3}{4}$ correspondent respectivement au maximum et au minimum de force et d'éclat.

Les timbres (*fig.* 4*b* et *e*), composés exclusivement d'harmoniques de rang impair, ont plus de force et d'éclat pour la différence de phase $\frac{1}{4}$ ou $\frac{3}{4}$ que pour la phase o ou $\frac{1}{2}$.

Une troisième catégorie est formée par les sons complexes où les harmoniques, au lieu d'offrir des intensités régulièrement décroissantes, sont alternativement plus forts et plus faibles.

Cette espèce de sons n'est pas d'ordinaire produite directement par les corps vibrants, mais résulte plutôt du renforcement accidentel de quelques termes d'une série d'harmoniques régulièrement décroissante par la résonance d'un corps étranger; c'est ce qui a lieu, par exemple, pour les tuyaux à anche munis de pavillons, ou pour la voix humaine qui, née dans le larynx, est modifiée par la résonance de la masse d'air confinée dans la cavité buccale. A ces sortes de sons complexes répondent les courbes *a*, *b*, *c* (*fig.* 7), pour la construction desquelles j'ai attribué aux harmoniques les intensités qu'ils possèdent, d'après M. Auerbach,

---

[1] Les *fig.* 5 et 6 sont les réductions, obtenues par la photogravure, des tableaux originaux, qui montrent la formation des courbes de la *fig.* 4 (*a* et *b*) par la superposition des sinusoïdes.

dans les timbres des voyelles OU, O, A, le son fondamental étant l'ut_2, à savoir, l'intensité totale de la masse sonore étant prise égale à 100,

OU, *fig.* 7 *a*.	Harmoniques.....	1	2	3	4	5	6	7	
	Intensités.....	27	25	14	22	7	4	1	
O, *fig.* 7 *b*.	Harmoniques.....	1	2	3	4	5	6	7	8
	Intensités.....	9	16	36	14	12	9	4	1
A, *fig.* 7 *c*.	Harmoniques.....	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	Intensités.....	5	7	12	20	15	30	7	4	1

Je n'ai étudié ces trois timbres qu'avec les différences de phase o et $\frac{1}{4}$, et j'ai toujours trouvé le son plus fort et plus strident pour

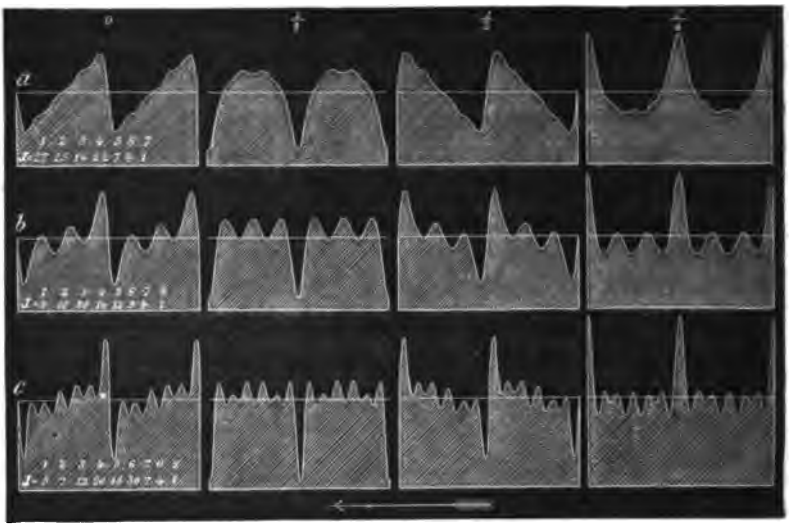


Fig. 7. — Courbes résultant de la superposition de sinusoïdes qui représentent des sons harmoniques dont l'intensité ne suit pas une loi régulière.

la phase $\frac{1}{4}$ que pour o; cependant la différence n'était pas également sensible dans les trois cas; elle était le plus sensible dans le premier cas, et le moins dans le dernier.

II. Les résultats fournis par la seconde méthode coïncident très bien avec ceux que nous venons d'exposer. Je n'entrerai ici dans aucun détail et je me bornerai à la description de l'appareil que j'ai employé dès 1867 et 1868. Il devait être mû par un mouve-

ment d'horlogerie; il avait donc fallu donner beaucoup de légèreté à la partie tournante, qui consistait dans un cylindre creux, percé d'ouvertures dont les contours étaient découpés en sinusoïdes, et

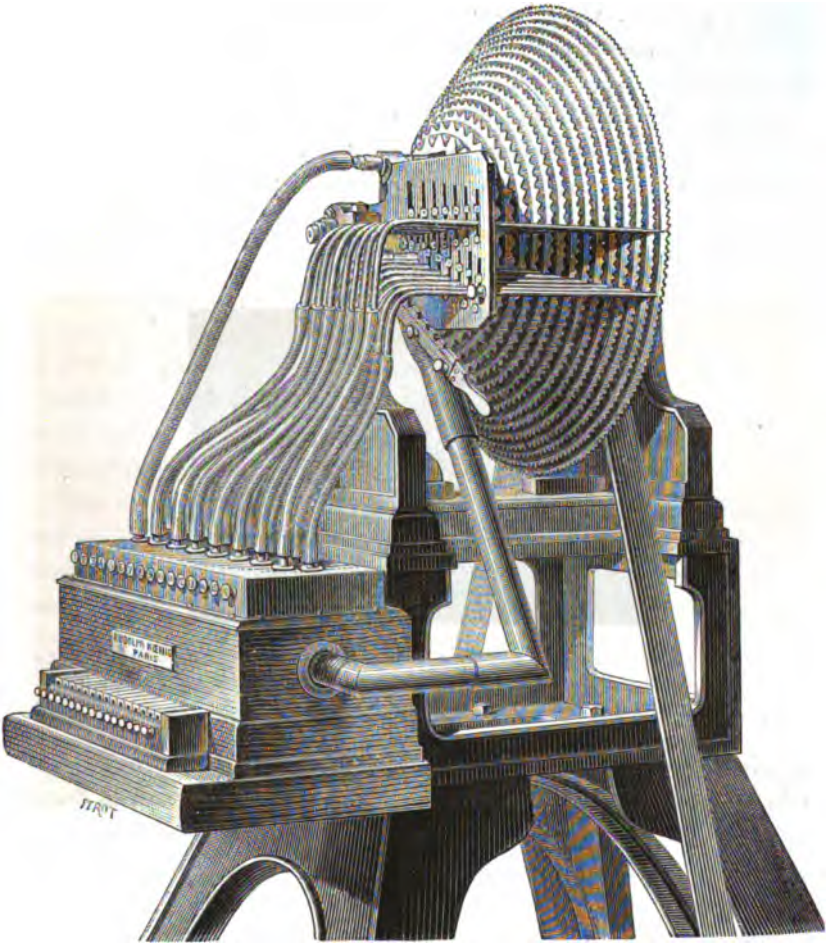


Fig. 8. — Appareil pour les recherches sur le timbre des sons par la synthèse.

je l'avais exécutée en aluminium; dans l'appareil nouveau, la légèreté a été sacrifiée à la solidité indispensable. Il est représenté dans la *fig.* 8, sans le support où se trouvent le volant, la manivelle et la pédale.

Les sinusoïdes qui représentent les seize premiers harmoniques sont découpées dans les contours de seize anneaux de laiton dont les diamètres vont en croissant du premier au dernier, et qui sont fixés, à de petites distances les uns des autres, sur un cône de fonte à gradins, vissé lui-même sur un axe. Le mouvement de rotation fait passer ces courbes devant les fentes des porte-vent, dont elles reçoivent le jet d'air.

Lorsqu'on souffle, par une fente perpendiculaire, contre une sinusoïde simple, on entend un son faible et très doux, qui semble avoir tout à fait le caractère d'un son simple; mais, dès que la fente est un peu inclinée, le son devient plus fort et plus strident, et pour une inclinaison convenable de la fente il prend le timbre

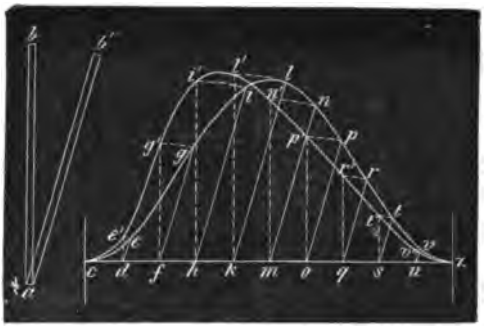


Fig. 9. — Figure qui montre comment se modifie l'onde qu'on produit dans l'air quand on souffle contre une courbe découpée par une fente étroite, selon l'inclinaison de cette fente.

d'une anche libre, c'est-à-dire un timbre pourvu d'harmoniques très sensibles. En effet, quand la sinusoïde défile devant la fente normale ab (*fig.* 9), la lumière de la fente varie exactement suivant la loi du sinus; mais, lorsqu'elle passe devant la fente inclinée ab', la lumière varie suivant une loi très différente, et les choses se passent comme si la fente verticale ab défilait devant la courbe $ce'g'i'\ldots$, que l'on obtient en coupant la sinusoïde par les droites dc, fg, hi, ..., parallèles à ab' et menant par les points d, f, h, ... les perpendiculaires de', fg', hi', ..., de longueur égale aux segments de, fg, hi, ... Le changement d'intensité et de timbre, dû à une inclinaison de la fente à droite ou à gauche de la verticale, se manifeste si vite et avec une telle netteté, que la position con-

venable pour la production d'un son à peu près simple peut être déterminée, dans des limites très étroites, sans regarder, par le jugement de l'oreille.

Les porte-vent sont montés sur une plaque où ils peuvent glisser dans des rainures concentriques, pour obtenir les différences de phase quelconques entre les divers harmoniques. On les déplace à l'aide de plaques découpées en forme de peigne qu'on fixe sur un levier qui peut tourner autour du centre de l'appareil, et contre les dents desquelles les porte-vent sont pressés par des rubans de caoutchouc. Le levier étant amené à un certain niveau, tous les porte-vent se trouvent placés dans les situations respectives déterminées d'avance par la forme du peigne.

Les porte-vent communiquent avec un sommier par des tuyaux de caoutchouc qui n'empêchent pas leurs déplacements, et le courant d'air qui est envoyé dans les tuyaux, en appuyant sur les touches du clavier, traverse, dans l'intérieur du sommier, des trous que des tiroirs permettent de fermer plus ou moins complètement afin de régler à volonté l'intensité des sons.

Pour donner plus de force au son fondamental, qui, produit par une seule fente, paraît d'autant plus faible qu'il est plus grave, on peut diriger le vent contre sa sinusoïde non seulement par une fente disposée comme les autres, mais encore par quatre tubes fixés sur un même sommier qui communique directement à la soufflerie par un tuyau spécial.

On peut obtenir des sons qui s'écartent des intervalles harmoniques et permettent d'imiter les sons partiels, en fixant les porte-vent sur un levier mobile autour du centre de l'axe de l'appareil, et en faisant marcher ce dernier dans le sens de la rotation des anneaux, si l'on veut baisser les sons des courbes contre lesquelles on souffle, ou en sens contraire, si l'on veut les élever.

L'appareil est monté sur un solide support en fonte, et mis en mouvement à l'aide d'un volant que l'on fait tourner à la main par une manivelle, ou bien en appuyant le pied sur une pédale. On commence par le faire tourner très doucement à la main, puis on augmente progressivement la vitesse de rotation jusqu'à ce que les sons aient atteint la hauteur voulue; il devient alors facile de maintenir cette vitesse au moyen de la pédale, et l'on réussit

même à la conserver remarquablement constante, grâce au poids considérable du cône de fonte.

En résumé, ce qui ressort avec évidence des recherches que j'ai exécutées soit par la première, soit par la seconde méthode, c'est la loi suivante :

Le son complexe obtenu par la composition d'une série de sons harmoniques, de rang pair aussi bien que de rang impair, a toujours, toute abstraction faite de l'intensité relative des harmoniques, le maximum de force et le timbre le plus plein quand la coïncidence des phases a lieu à des ondulations, le minimum de force et le timbre le plus doux quand la coïncidence a lieu aux $\frac{3}{4}$ des ondulations; les sons correspondant aux différences de phase o et $\frac{1}{2}$ sont compris entre ces deux extrêmes, sous le double rapport de l'intensité et du timbre.

La composition d'une série de sons harmoniques pris dans la série des nombres impairs donne le même son pour les différences de phase $\frac{1}{4}$ et $\frac{3}{4}$, et aussi le même son pour les différences o et $\frac{1}{2}$; mais, dans le premier cas, le son est plus fort et plus éclatant que dans le second.

Si donc le timbre dépend en effet principalement du nombre et de l'intensité relative des harmoniques dans lesquels on peut le décomposer, l'influence de la différence de phase de ces harmoniques n'est pas tellement faible qu'on puisse la négliger complètement. Il sera permis de dire que, si des changements dans le nombre et l'intensité relative des harmoniques donnent lieu à des différences de timbre, telles qu'on les remarque dans les instruments appartenant à des familles différentes, ou telles que les montre la voix humaine dans les différentes voyelles, les changements de la différence de phase entre les mêmes harmoniques sont encore capables de produire des différences de timbre au moins aussi sensibles que celles qu'on peut constater dans des instruments de la même espèce ou dans les mêmes voyelles chantées par des voix différentes.

REMARQUES SUR L'ÉTAT CRITIQUE;

PAR M. STOLETOW [1].

Dans l'édition allemande de son excellent Ouvrage, *Sur la continuité de l'état liquide et gazeux* (traduit par M. Roth), M. van der Waals fait voir que sa formule

$$(1)\qquad \left(p+\frac{a}{v^2}\right)(v-b)=\frac{RT}{273},$$

combinée avec la loi de MM. Maxwell et Clausius sur la tension de la vapeur saturée [2], conduit à une relation universelle entre cette tension et la température.

Nommons p_c, v_c, T_c les valeurs de p, v, T pour l'état critique, c'est-à-dire

$$p_c=\frac{a}{27b^2},\quad v_c=3b,\quad T_c=\frac{8.273a}{27bR}.$$

Prenons ces valeurs pour unités, et soient, dans cette supposition,

π la tension de la vapeur saturée;
ω_1 le volume du liquide;
ω_2 le volume de la vapeur;
τ la température absolue.

On aura, d'après van der Waals (p. 127 de son Ouvrage),

$$(2)\qquad 8\tau=\left(\pi+\frac{3}{\omega_1^2}\right)(3\omega_1-1)=\left(\pi+\frac{3}{\omega_2^2}\right)(3\omega_2-1).$$

$$(3)\qquad \left(\pi+\frac{3}{\omega_1\omega_2}\right)(\omega_2-\omega_1)=\frac{8}{3}\tau\log_e\frac{3\omega_2-1}{3\omega_1-1}.$$

En éliminant ω_1, ω_2, on obtient

$$(4)\qquad \pi=\varphi(\tau),$$

---

[1] *Journal de la Société physico-chimique russe*, t. XIV (1882), [2], p. 167. Abrégé par l'Auteur.

[2] La ligne de liquéfaction découpe sur l'isotherme théorique deux aires égales situées au-dessus et au-dessous de la première. (Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 41.)

relation qui ne contient pas de constantes spécifiques a, b, R, et qui est commune à tous les corps.

M. van der Waals ne cherche pas à confronter cette relation aux résultats de l'expérience. Il dit (p. 126) :

« Outre la longueur du calcul et la complication de l'équation finale, j'ai été détourné de publier mes résultats par la considération suivante : Notre équation (1) n'est applicable qu'à des volumes $> 2b$. Or, si l'on emploie la loi de Maxwell-Clausius, le résultat n'est exact que pour une petite partie de la ligne en question et précisément au voisinage du point critique. D'ailleurs, les bonnes observations que l'on possède sur les vapeurs saturées ont été réalisées à des pressions très éloignées de ce point critique. La matière m'aurait donc manqué pour effectuer la comparaison [1]. »

Toutefois il existe quelques observations faites dans le voisinage du point critique, et M. van der Waals s'en sert lui-même dans son Livre. D'autre part, le calcul des valeurs conjuguées de τ et π se simplifie beaucoup si l'on a recours à des variables auxiliaires, comme l'a fait M. Planck pour la formule de M. Clausius [2].

On tire de (2) et (3)

$$(5)\quad \tau = \frac{(3\omega_1 - 1)(3\omega_2 - 1)(\omega_1 + \omega_2)}{8\omega_1^2\omega_2^2}, \quad \pi = \frac{(3\omega_1 - 1)(3\omega_2 - 1) - 1}{3\omega_1^2\omega_2^2},$$

$$(6)\qquad \log_e \frac{3\omega_2 - 1}{3\omega_1 - 1} = \frac{\omega_2 - \omega_1}{\omega_2 + \omega_1}\left(\frac{3\omega_1}{3\omega_1 - 1} + \frac{3\omega_2}{3\omega_2 - 1}\right).$$

Posant

$$3\omega_1 - 1 = r\sin^2\frac{\varphi}{2}, \quad 3\omega_2 - 1 = r\cos^2\frac{\varphi}{2},$$

on tire de (6)

$$r = \frac{2}{\sin^2\varphi}\,\frac{\cos\varphi - \sin^2\varphi\log_e\cot\frac{\varphi}{2}}{\log_e\cot\frac{\varphi}{2} - \cos\varphi}.$$

---

(1) « Nicht nur die langwierige Berechnung und das Verwickelte der Endgleichung hielten mich von der Veröffentlichung meiner Resultate ab, sondern auch die folgende Ueberlegung. Unsre obige Gl. (1) hat nur Gültigkeit für Volume $> 2b$. Wendet man nun das Gesetz von Maxwell-Clausius an, so wird das Resultat doch nur für einen kleinen Theil der besprochenen Linie und zwar in der Nähe des Culminationspunktes richtig sein. Dazu sind gerade die genauesten Beobachtungen für gesättigte Dämpfe bei Drucken angestellt, die vom Culminationspunkte weit entfernt sind. Somit fehlte meiner Ansicht nach das Material zur Vergleichung. »

(2) Planck, *Wied. Ann.*, XIII, p. 535.

Pour chaque valeur de φ on trouve r, puis ω_1 et ω_2, et enfin τ et π d'après (5).

Pour $\varphi = 0$, on a

$$r = \infty, \quad \omega_1 = \tfrac{1}{3}, \quad \omega_2 = \infty, \quad \tau = 0, \quad \pi = 0 \text{ (zéro absolu)};$$

pour $\varphi = 90^\circ$,

$$r = 4, \quad \omega_1 = \omega_2 = 1, \quad \tau = 1, \quad \pi = 1 \text{ (point critique)}.$$

La Table qui suit donne les résultats de ce calcul, à partir de $\omega_1 = \frac{2}{3}$ (à peu près).

τ.	ω_1.	ω_2.	π.
0,9396	0,663	1,85	0,776
0,9549	0,696	1,67	0,829
0,9677	0,730	1,52	0,876
0,9780	0,767	1,40	0,914
0,9861	0,806	1,30	0,945
0,9960	0,882	1,13	0,984
1	1	1	1

D'autre part, on peut calculer, d'après nos formules, la valeur de $\frac{d\pi}{d\tau}$ pour le point critique, et l'on trouve

$$\text{(I)} \qquad \left(\frac{d\pi}{d\tau}\right)_c = 4.$$

La formule de M. Clausius [1]

$$p = \frac{RT}{v - \alpha} - \frac{c}{T(v + \beta)^2},$$

traitée d'après le procédé de M. Planck, conduit à un résultat différent, mais qui est aussi valable pour tous les corps, à savoir

$$\text{(II)} \qquad \left(\frac{d\pi}{d\tau}\right)_c = 7.$$

Donc, dans le voisinage de l'état critique, la relation entre τ et π serait sensiblement

(I') $\quad 1 - \pi = 4(1 - \tau)$ d'après M. van der Waals,

(II') $\quad 1 - \pi = 7(1 - \tau)$ d'après M. Clausius.

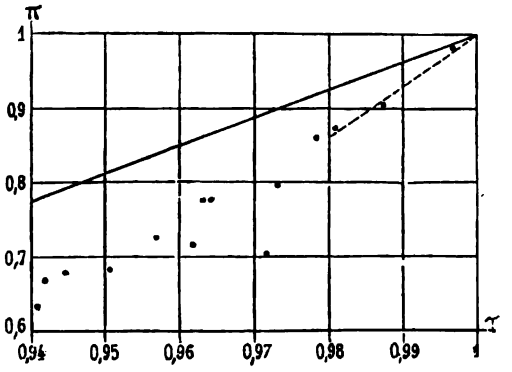
---

[1] Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 38.

En calculant les observations de M. Saïontschewski [1] sur les tensions de quelques vapeurs pour des températures élevées, je trouve les valeurs conjuguées de τ et π qui sont contenues dans le Tableau suivant :

τ.	π.		τ.	π.	
0,9967	0,977	3	0,9628	0,773	4
0,9874	0,906	1	0,9600	0,754	3
0,9809	0,875	4	0,9568	0,726	5
0,9783	0,862	3	0,9504	0,682	2
0,9782	0,865	5	0,9447	0,680	4
0,9721	0,799	2	0,9416	0,666	3
0,9640	0,778	1	0,9407	0,632	1

Fig. 1.



Les chiffres de la dernière colonne signifient : 1, acide sulfureux ; 2, chlorure d'éthyle ; 3, sulfure de carbone ; 4, benzol ; 5, éther.

Sur la figure ci-dessus on a marqué, par des points, les résultats de ces expériences ; on a tracé aussi les deux droites (I′) et (II′) ; la seconde est ponctuée. On voit que c'est la loi de M. Clausius qui se conforme le mieux aux observations de M. Saïontschewski ; tout près du point critique l'accord devient parfait.

M. van der Waals, qui cite entre autres le travail de M. Saïontschewski, se borne à remarquer que l'existence d'une relation universelle entre τ et π semble être confirmée par l'expérience, sans

---

[1] *Annales de l'université de Kieff*, 1878 ; *Wied. Beibl.*, III, p. 741.

se demander si c'est la même relation que donne sa formule. Plus loin (*loc. cit.*, p. 147) il remarque que, pour plusieurs substances, cette relation s'exprime à l'aide de la formule empirique

$$-\log_{10}\pi = f\frac{1-\tau}{\tau},$$

où f est une constante dont la valeur approchée est $f = 3$.

Or, pour faire coïncider cette formule avec l'équation (I), il faudrait poser

$$f = \frac{1}{2,3026} = 1,74,$$

tandis que, d'après la loi de M. Clausius, on aurait

$$f = \frac{7}{2,3026} = 3,04.$$

Pour les cas où les observations ont été poussées assez loin, on trouve des valeurs très voisines de ce dernier nombre (2,94, benzol; 3,04, éther).

Encore une remarque : M. Avenarius a fait voir, il y a quelques années, que l'on peut calculer assez exactement les températures critiques, en se servant de ce que M. Zeuner appelle : *chaleurs latentes intérieures* d'évaporation. En exprimant ces chaleurs latentes (ρ), pour les liquides étudiés par Regnault, au moyen de formules empiriques du type $\rho = a + bT + cT^2$, et en y posant $\rho = 0$, on obtient T_c.

Or, d'après une formule connue de la Thermodynamique,

$$\rho = APu\left(\frac{T}{P}\frac{dP}{dT} - 1\right),$$

A étant l'inverse de l'équivalent mécanique de la chaleur, P la tension de la vapeur saturée, $u = v_2 - v_1$ la différence des volumes spécifiques, liquide et gazeux. En observant pour quelques liquides les changements de volume près de l'état critique, M. Avenarius en tire la conclusion que u reste fini pour $T = T_c$;

---

(1) Avenarius, *Pogg. Ann.*, t. CLI, p. 303.

donc c'est l'autre facteur $\frac{T}{P}\frac{dP}{dT} - 1$ qui s'annule, ce qui équivaut à

$$\left(\frac{d\pi}{d\tau}\right)_c = 1 \text{ (1)}.$$

Ce raisonnement n'est pas concluant. Tant qu'on observe le liquide et la vapeur comme deux substances distinctes, on est toujours tant soit peu *au-dessous* de l'état critique. Or, que l'on adopte la loi (1) de M. van der Waals, ou bien celle de M. Clausius, on en tire également que

$$\left(\frac{dv_1}{dT}\right)_c = -\left(\frac{dv_2}{dT}\right) = \infty,$$

tandis que

$$(v_2 - v_1)_c = 0.$$

Donc, à une température qui est infiniment peu au-dessous de l'état critique, la différence u reste finie, bien qu'elle devienne zéro pour $T = T_c$ (2).

Parmi les quantités calculées, pour les liquides de Regnault, dans les Tables de M. Zeuner (3), les quatre suivantes :

$$r, \quad Apu, \quad \rho, \quad u$$

tendent toutes vers zéro quand on s'approche de la température critique, et pourraient servir à calculer cette température. Mais, comme les observations ne montent pas assez loin, les formules empiriques dont on se servira ne se prêtent pas également bien à une telle extrapolation. Pourtant on obtient dans plusieurs cas des résultats assez exacts en faisant, par exemple, $u = 0$.

---

(1) Avenarius, *Bulletin de l'Acad. de Saint-Pétersbourg*, XXII, p. 378.

(2) Dans une Note récemment publiée dans le *Journal de la Société physico-chimique russe*, M. Saïontschewski certifie que M. Avenarius a renoncé il y a longtemps à l'équation

$$\left(\frac{d\pi}{d\tau}\right) = 1,$$

mais qu'il n'a pas publié ce résultat en attendant la fin de quelques autres travaux sur l'état critique en cours d'exécution dans son laboratoire. (Note ajoutée à l'épreuve.)

(3) *Grundzüge der mechan. Wärmetheorie.*

ÉTUDE EXPÉRIMENTALE DE LA RÉFLEXION DES RAYONS ACTINIQUES : INFLUENCE DU POLI SPÉCULAIRE;

PAR M. DE CHARDONNET (1).

J'ai photographié, avec des instruments en quartz et en spath d'Islande, le spectre des rayons réfléchis sur un certain nombre de substances. Lorsqu'il s'agissait d'un liquide, ou d'un solide susceptible de recevoir le poli spéculaire, le pinceau lumineux était réfléchi sur le miroir, ou sur une cuve horizontale, et étudié sous des incidences de 55° et de 85° environ. Quand la matière essayée ne pouvait être polie, je la mettais à la place du miroir de mon héliostat pour éclairer la fente.

En prolongeant suffisamment les poses, j'ai pu m'assurer qu'il n'existe pas d'absorption élective absolue; le noir de fumée lui-même, déposé en couches opaques sur une plaque d'émail, m'a donné, ainsi que les corps dont la liste suit, un spectre complet, ayant l'aspect du spectre normal dans toutes ses parties. J'ai essayé successivement : l'émail blanc, l'émail noir, le verre d'urane, l'hématite brute, l'hématite polie, le diamant (de l'Inde), le charbon comprimé, en plaques brutes et polies, le vermillon (il exige une

---

(1) Par suite d'un défaut du réseau employé à repérer les longueurs d'onde, les longueurs indiquées dans mon précédent Mémoire (*Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 308 et suivantes) se trouvent un peu trop faibles, dans la portion extrême du spectre. Cette erreur systématique, nulle jusque vers l'onde 320, augmente ensuite graduellement jusqu'à l'onde 300, où elle atteint trois unités; il faudrait donc écrire partout $0^{mm},000303$ au lieu de $0^{mm},000300$; 0,000310 au lieu de 0,000306; 0,000316 au lieu de 0,000315. Mais on a conservé les chiffres primitivement inscrits aux *Comptes rendus des séances de l'Académie des Sciences*, parce qu'ils n'ont rien d'absolu; leur valeur relative reste la même, et il faudra toujours déterminer à nouveau les caractéristiques des verres employés.

L'expérience qui consiste à photographier, à travers une double glace de Foucault opaque à l'œil, les charbons de la lumière électrique (*Journal de Physique*, 2e série, t. I, p. 312) peut être exécutée avec un bon objectif photographique ordinaire. Un essai, tenté dernièrement avec un objectif de Dallmeyer, de Londres, m'a parfaitement réussi. Il n'est donc pas indispensable d'avoir recours à la lentille spath-quartz que j'avais employée dans mes premières recherches, et l'expérience pourra être répétée couramment avec les ressources d'un cabinet de Physique quelconque.

pose presque aussi longue que le charbon), l'or, le plomb, le nickel, l'alliage d'Arcet, le cuivre, l'acier poli, l'acier brut (nettoyé au papier de verre), le bleu de Prusse, les feuilles vertes, substances auxquelles il faut ajouter, comme l'avait déjà indiqué M. Cornu, le métal des télescopes, le mercure, recouvert ou non d'une lame de quartz. L'argent semblerait faire exception à la règle générale, parce qu'il devient transparent pour la seconde moitié du spectre ultra-violet; mais, en prolongeant la pose, on voit apparaître cette région avec tous ces détails. Il est bon, pour mettre le phénomène en évidence, de pousser l'impression du gélatinobromure d'argent (dans la région pour laquelle l'argent se montre bon réflecteur) jusqu'au premier degré d'inversion signalé par M. Janssen. On obtient alors un cliché positif dans le voisinage de H, où les raies apparaissent noires, tandis que, à partir de P, le cliché est négatif, comme d'habitude : dans une zone intermédiaire, les raies ne se distinguent plus des champs brillants.

Parmi les liquides, j'ai essayé l'eau distillée, les solutions de fuchsine, d'acétosulfate de quinine, de sulfate de cuivre ammoniacal, de bichromate de potasse, le lait, l'encre, l'alcool, l'éther, la benzine, l'huile d'olive, qui m'ont donné aussi des spectres complets.

Pour comparer ces spectres au spectre obtenu sans aucune réflexion, j'ai monté parallactiquement une longue chambre noire. La pose étant courte (avec des plaques à la gélatine), on peut se dispenser d'y adapter un mouvement d'horlogerie; il faut avoir soin de placer la fente parallèlement au mouvement diurne du Soleil, et d'amener, immédiatement avant la pose, la chambre noire en position, en se servant, comme chercheur, d'une simple alidade réglée d'avance (en visant sur le miroir de l'héliostat).

Quelques essais, faits au voisinage du solstice d'été, vers midi, ont confirmé expérimentalement ce fait, annoncé par M. Cornu, que les miroirs en platine, en métal des télescopes, en mercure recouvert de quartz, ne font perdre à l'observateur aucun des rayons les plus réfrangibles envoyés par le Soleil. Il est donc inutile de s'embarrasser d'une chambre noire mobile.

Je pense que les faits qui précèdent, vu leur généralité, peuvent

être étendus aux rayons lumineux dépourvus d'action photographique, et qu'on peut formuler la loi suivante :

Toute surface réfléchit, dans des proportions variables, chacune des radiations du spectre; on ne peut donc jamais obtenir des couleurs pures par réflexion.

Si, avant d'atteindre l'écran de projection, le spectre solaire est réfléchi sur deux cuves pleines d'un même liquide, tenant en dissolution ou en suspension les corps les plus dissemblables au point de vue de leur action sur les rayons actiniques, les deux spectres apparaissent, sur le cliché, identiques pour la qualité, et même pour l'intensité des radiations. Mes expériences ont été faites en accouplant : l'eau et la solution d'acétosulfate de quinine, le lait et l'encre, l'eau et la solution de fuchsine, les solutions aqueuses de bichromate de potasse et de sulfate de cuivre ammoniacal. Nous en déduirons la loi suivante :

Le pouvoir réflecteur d'un liquide est indépendant des substances qu'il tient en dissolution ou en suspension.

Cette loi paraît s'étendre aux milieux solides, car deux miroirs accolés, l'un d'émail blanc, l'autre d'émail noir, donnent des spectres identiques.

Il ne faudrait pas conclure, pourtant, que les rayons incidents ne pénètrent pas dans la surface spéculaire à des profondeurs comparables aux longueurs d'ondes; ces longueurs seraient trop petites pour déceler une absorption appréciable; j'en ai fait l'épreuve, en photographiant le spectre solaire après son passage à travers une couche d'acétosulfate de quinine donnant des anneaux colorés (jaune du premier ordre, bleu du second). Le spectre était complet, jusqu'à ses extrêmes limites.

Un même corps, qu'il soit brut ou poli, donne par réflexion (avec une pose convenable) toujours le même spectre. Le fait a été vérifié directement (autant qu'on peut juger, sur un cliché, des intensités relatives), pour le diamant, le charbon aggloméré et le noir de fumée; pour l'acier brut et poli; pour l'hématite brute et polie; enfin, pour l'argent : un verre dépoli argenté donne le même spectre qu'un miroir de Foucault; on y reconnaît la même

chute d'intensité dans la dernière moitié de l'ultra-violet. On nous permettra de conclure de ces expériences la règle suivante :

Le poli spéculaire intervient pour augmenter la quantité totale des radiations réfléchies, tandis que l'intensité relative des différentes régions du spectre (1) *dépend de la matière employée.*

Cette dernière loi, suffisamment approchée d'ailleurs pour servir de guide aux physiciens, ne serait rigoureusement démontrée que si l'on pouvait, d'une part, rendre les clichés parfaitement comparables entre eux, d'autre part, évaluer l'intensité du travail chimique de la lumière d'après la teinte du cliché en chaque point; cette difficulté paraît grande, car l'épaisseur de la couche d'argent réduit n'est proportionnelle à ce travail que dans des limites restreintes. Cette difficulté une fois levée, il y aurait lieu de répéter, pour le spectre ultra-violet, les études faites par M. Jamin, avec la lumière polarisée, dans le spectre visible.

NOTE SUR LA THÉORIE DU SACCHARIMÈTRE LAURENT A LUMIÈRE BLANCHE;

PAR M. H. DUFET.

Le saccharimètre à pénombres de M. Laurent (2) a été récemment modifié par lui et permet l'emploi de la lumière blanche. Il comprend toujours une lame de quartz, parallèle à l'axe, demi-onde pour les rayons jaunes, ne couvrant qu'une moitié du champ et placée entre deux nicols; mais, après l'interposition de la dissolution sucrée, on ramène l'égalité de teinte des deux moitiés du champ, non plus en tournant le nicol analyseur, mais au moyen d'un compensateur, en ajoutant une épaisseur convenable de quartz.

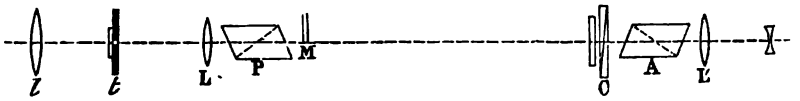
---

(1) Ou la *couleur actinique* du corps considéré.

(2) Voir *Journal de Phys.*, 1re série, t. III, p. 183, et t. VIII, p. 164.

L'appareil se compose essentiellement (*fig.* 1) : d'une lentille *l* concentrant la lumière d'une lampe sur un diaphragme *t* percé d'un petit trou (2^{mm} de diamètre) que recouvre une lame de bichromate de potasse ; la lumière tombe sur une première lentille L,

Fig. 1.



traverse le nicol polariseur P (¹), la mi-lame de quartz M et, s'il y a lieu, la dissolution sucrée. Ensuite vient le compensateur Soleil C (*fig.* 1), le nicol analyseur A et une lunette de Galilée servant à viser la mi-lame. L'objectif de cette lunette L′ se trouve au point même occupé dans l'espace par l'image réelle du trou du diaphragme *t*, fournie par la lentille L, et a une grandeur égale à cette image.

Cette dernière disposition présente un avantage sur lequel il convient d'insister. On voit facilement que chaque point du trou du diaphragme se comporte comme un point lumineux envoyant sur L un cône de rayons qui se transforme par la réfraction en un autre cône ayant pour sommet un des points de la lentille L′; il en résulte que toute la lumière qui, traversant le diaphragme, tombe sur la lentille L, vient tomber sur la lentille L′; elle concourt à former l'image virtuelle observée, sans qu'aucune portion en soit rejetée latéralement et puisse, après réflexion sur les parois du tube à dissolution sucrée, venir troubler les phénomènes. On peut dire, en considérant une marche inverse des rayons, que le trou du diaphragme représente l'*anneau oculaire* d'une lunette astronomique formée par les deux lentilles L et L′ et que par suite toute la lumière qui traverse l'*objectif* L′ vient passer par cet anneau. Ce dispositif est d'ailleurs applicable à bien d'autres instruments qu'au saccharimètre.

Avec l'emploi de la lumière blanche, il y a quelque intérêt à

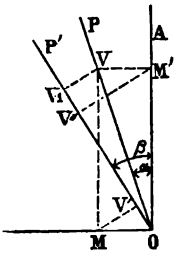
(¹) La flamme éclairante étant placée à $0^{m},20$ de la lentille *l*, l'échauffement est nul, et l'on peut employer un nicol au lieu du prisme biréfringent, dont la seconde image peut donner lieu à des réflexions gênantes.

discuter complètement le rôle de la mi-lame et à en déduire les conditions d'exactitude de l'appareil.

Soient (*fig.* 2) OP et OP′ les sections principales du polariseur et de l'analyseur, α et β les angles qu'elles font avec OA, direction de l'axe de la mi-lame de quartz.

Considérons d'abord la portion du faisceau qui ne traverse pas

Fig. 2.



la lame; si OV est la vibration qui sort du premier nicol, celle qui sortira du second sera OV_1, et l'intensité sera

$$I = \cos^2(\beta - \alpha).$$

En tombant sur la lame de quartz, la vibration OV se sépare en deux, OM et OM′; le rayon extraordinaire prend un retard δ. Les vibrations qui sortent du second nicol, OV′ et OV″, ont pour amplitudes

$$OV' = OV \sin\alpha \sin\beta,$$
$$OV'' = OV \cos\alpha \cos\beta.$$

L'intensité du rayon émergent est donc, d'après une formule connue,

$$I' = \cos^2(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda}.$$

Il faut tenir compte de ce que la lumière n'est pas homogène, et remplacer le terme $\sin^2\frac{\pi\delta}{\lambda}$ par une somme de termes semblables : on a donc, pour la valeur de l'intensité du second faisceau,

$$I' = \cos^2(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \sin 2\beta \,\Sigma \sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda}.$$

Nous donnons le Tableau des valeurs de I et de I′ pour les valeurs

remarquables de β :

β.	I.	I'.
0	$\cos^2\alpha$	$\cos^2\alpha$
α	1	$1 - \sin^2 2\alpha \Sigma \sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda}$
$\frac{\pi}{2} - \alpha$	$\sin^2 2\alpha$	$\sin^2 2\alpha\left(1 - \Sigma \sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda}\right)$
$\frac{\pi}{2}$	$\sin^2\alpha$	$\sin^2\alpha$
$\frac{\pi}{2} + \alpha$	0	$\sin^2 2\alpha \Sigma \sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda}$
$\pi - \alpha$	$\cos^2 2\alpha$	$\cos^2 2\alpha + \sin^2 2\alpha \Sigma \sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda}$

L'image d'intensité I' est dénuée de coloration pour les deux valeurs $\beta = 0$, $\beta = \frac{\pi}{2}$, et dans ces deux cas I' est égal à I; ce sera pour ces deux positions de l'analyseur que les demi-images présenteront la même intensité. On sait que, dans le saccharimètre, on choisit la dernière position, parce que, pour une faible rotation α, l'une au moins des deux images passe au noir franc.

Ceci n'est vrai absolument que pour la portion du faisceau transmise par l'air; quant à celle qui a traversé la mi-lame, elle présente, pour $\beta = \frac{\pi}{2} - \alpha$, une intensité qui n'est pas nulle, et une coloration déterminée. La lame de quartz employée est *demi-onde* pour les rayons jaunes; le terme $\Sigma \sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda}$ représente donc une teinte jaune-orange, le terme $\left(1 - \Sigma \sin^2\pi\frac{\delta}{\lambda}\right)$ la teinte bleue complémentaire. Donc, avec la lumière blanche, une rotation de l'analyseur de $\frac{\pi}{2} - \alpha$ à $\frac{\pi}{2} + \alpha$ fera passer cette partie du champ du bleu sombre au jaune sombre; ces changements de coloration seraient très gênants pour apprécier l'égalité d'éclat.

Une lumière monochromatique voisine de celle pour laquelle la lame est demi-onde donnera dans la position $\frac{\pi}{2} - \alpha$ une intensité négligeable et dans la position $\frac{\pi}{2} + \alpha$ une intensité très voisine de $\sin^2 2\alpha$. Il en résulte que la lame de quartz *n'a pas besoin d'être exactement demi-onde pour la lumière de la soude;* une des

moitiés du champ ne pourra, il est vrai, être ramenée au noir absolu, mais la position correspondant à l'égalité d'éclairement ne sera pas modifiée.

Dans le saccharimètre à lumière blanche, la lumière est, comme nous l'avons dit, tamisée par une lame de bichromate de potasse; il ne passe que les radiations les moins réfrangibles, à peine jusqu'à la raie E. En réalité, la lame de quartz donne aux rayons jaunes un retard de trois demi-longueurs d'onde; son épaisseur est d'environ $\frac{1}{10}$ de millimètre (exactement $0^{mm},0967$, correspondant à un retard de $\frac{3\lambda}{2}$ pour la raie D).

Placée de manière à laisser passer complètement les rayons de la raie D (axe à 45° entre les nicols croisés), elle laisse passer les $\frac{62}{100}$ du vert de la raie E, et les $\frac{58}{100}$ du rouge de la raie B; elle présentera donc avec la lumière qui a traversé le bichromate de potasse une teinte jaune, un peu moins orangée que celle de cette lumière. Entre les nicols parallèles, elle donnerait non plus la teinte bleue complémentaire du jaune, mais une teinte d'un gris très foncé, légèrement teinté de rougeâtre, qui, ajoutée à la teinte jaune donnée entre les nicols croisés, reproduirait la teinte jaune orangé du bichromate.

On voit, par ce qui précède, que, lorsqu'on fait tourner le polariseur de $\frac{\pi}{2} - \alpha$ à $\frac{2}{\pi} + \alpha$, la moitié du champ couverte par la lame de quartz passe du gris rougeâtre à un jaune plus clair; mais ces changements de teinte sont très difficilement appréciables, et en pratique on peut dire que les deux moitiés du champ ont toujours la même teinte, ceci étant d'ailleurs rigoureusement vrai lorsque leur éclat est le même.

Il n'est pas inutile de faire remarquer que la disposition de la lame de quartz est telle que la partie du faisceau qui la traverse ne subit pas de perte par réflexion. Cette lame est en effet collée au baume de Canada entre deux lames de verre, et l'espace qui correspond à l'autre moitié du champ est rempli de baume. La perte par réflexion aux deux passages *baume-quartz*, *quartz-baume*, est tout à fait négligeable. Il n'en serait plus de même si la lame de quartz était placée dans l'air : l'intensité du faisceau lumineux qui la traverse serait réduite aux $\frac{92}{100}$ de sa valeur. En nous plaçant dans le cas le plus simple, celui d'une lame *demi-onde* pour la

lumière monochromatique employée, la valeur de l'angle β qui correspond à l'égalité d'éclairement serait donnée par l'équation

$$I = 0{,}92\, I',$$
$$\cos^2(\beta - \alpha) = 0{,}92\,[\cos^2(\beta - \alpha) - \sin 2 + \alpha \sin 2\beta].$$

La racine qui donne la valeur de β voisine de $\frac{\pi}{2}$ est

$$\operatorname{tang}\beta \operatorname{tang}\alpha = -47{,}98.$$

La position du zéro dépend donc de la valeur de α; par exemple, si l'on fait successivement α égal à 2° et à 5°, on trouve

$$\beta = 90°3'30'' \quad \text{et} \quad \beta = 90°6'20''.$$

Si donc on a à étudier une dissolution colorée, pour laquelle on doit faire tourner le polariseur, afin d'augmenter la valeur de α et par suite l'intensité lumineuse, on doit faire le réglage du zéro à vide avec la même valeur de α.

Cette précaution est en tous cas bonne à prendre, car l'effet d'une absorption de la lumière par le baume serait absolument le même que celui d'une réflexion sur le quartz.

Il n'y a pas à craindre l'effet d'une rotation possible du plan de polarisation de la lumière incidente par la lame de baume de $\frac{1}{10}$ de millimètre. Outre l'extrême petitesse de cet effet, il suffit de remarquer que, si l'on appelle α' le nouvel angle de la vibration avec l'axe de la lame de quartz, la condition d'égalité des deux parties du champ devient

$$\cos^2(\beta - \alpha') = \cos^2(\beta - \alpha) - \sin 2\alpha \sin 2\beta,$$
$$\cos^2(\beta - \alpha') = \cos^2(\beta + \alpha);$$

d'où, pour la solution qui convient à la question,

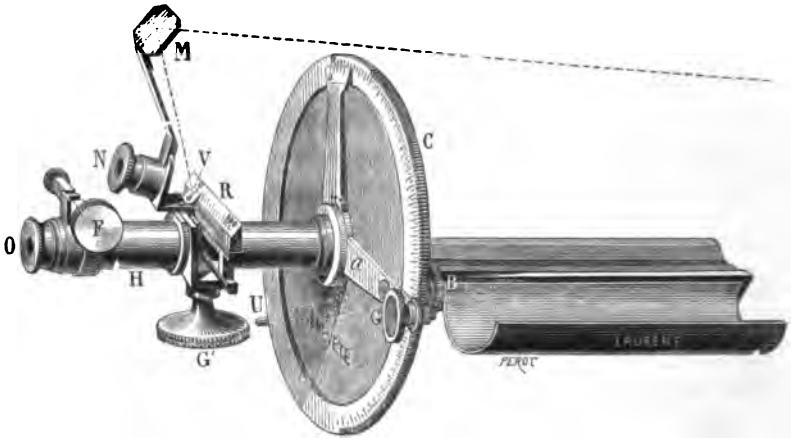
$$\beta = \frac{\pi}{2} + \frac{\alpha' - \alpha}{2}.$$

La valeur de β ne dépend donc pas de l'angle α, mais seulement de la différence $\alpha' - \alpha$.

Lorsqu'on a interposé la dissolution sucrée, il n'est plus possible, avec la lumière hétérogène qui traverse l'instrument, de ramener l'égalité de teinte en tournant l'analyseur, comme on le faisait dans le saccharimètre à lumière monochromatique : il faut

employer le compensateur. Cela restreint évidemment l'usage de l'instrument aux dissolutions sucrées dont la loi de rotation est sensiblement la même que celle du quartz. Le compensateur peut

Fig. 3.



C, limbe divisé en degrés et en centièmes de sucre. — *a*, alidade entraînant l'analyseur. — G, bouton faisant mouvoir l'alidade. — B, bouton arrêtant le mouvement de l'alidade. — U, levier agissant sur le polariseur. — R, compensateur Soleil. — G', bouton déplaçant le compensateur. — V, vernier. — N, lampe. — M, miroir renvoyant la lumière de la lampe sur le vernier. — H, tube contenant l'analyseur. — F, bouton déplaçant l'analyseur seul pour la mise au zéro. — O, oculaire de la lunette de Galilée.

d'ailleurs s'enlever de manière à transformer à volonté le saccharimètre à lumière blanche en l'ancien saccharimètre à lumière jaune. La *fig.* 3 représente la disposition du compensateur et de l'oculaire.

J. FRÖHLICH. — Experimental-Untersuchungen über die Intensität des gebeugten Lichtes (Recherches expérimentales sur l'intensité de la lumière diffractée); *Wied. Ann.*, t. XV, p. 576; 1882.

Il y a quelques années, je mesurai l'intensité de la lumière diffractée, pour de petits angles de diffraction, et le résultat de ces mesures se trouva d'accord avec la théorie ordinaire ([1]).

On n'avait point tenté jusque-là, et l'on ne paraît pas avoir essayé depuis, de telles mesures d'intensité, sans doute à cause des difficultés qu'elles présentent.

Il paraissait cependant désirable d'étendre ces recherches aux grands angles de diffraction, d'une part, pour reconnaître jusqu'à quel point la théorie rend compte des phénomènes, en second lieu, pour avoir une idée approchée de l'intensité des spectres fournis par les réseaux que l'on emploie dans les recherches spectroscopiques.

Mon Mémoire contient une étude des rapports d'intensité de la lumière diffractée par des réseaux très fins, dans le cas où l'on emploie la lumière du sodium polarisée parallèlement ou perpendiculairement au plan d'incidence.

La première Partie du Mémoire traite de la méthode d'observation, de la réduction des mesures et contient les résultats des expériences. Ceux-ci s'écartent extraordinairement de ceux que l'on avait prévus théoriquement.

La deuxième Partie, toute théorique, a pour objet de remonter des données de l'observation aux mouvements lumineux dont la surface du réseau doit être le siège pour rendre compte des phénomènes observés. Ce problème est résolu rigoureusement et complètement à la faveur d'une théorie nouvelle et tout à fait générale des réseaux, au moins tout autant que cela est possible sans hypothèses particulières sur les conditions de la surface des réseaux, lesquelles nous sont complètement inconnues. Je prouve qu'il y a une infinité de mouvements homogènes qui satisfont tous également bien aux données de l'observation, qui peuvent tous être

---

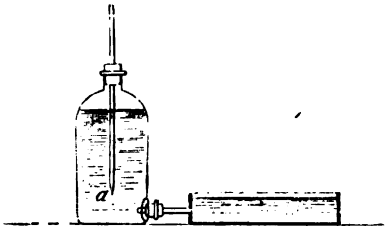
([1]) *Annalen der Physik*, t. III, p. 568, et t. V, p. 134; 1878. — Ces Mémoires sont analysés dans le *Journal de Physique*, 1re série, t. VII, p. 243 et 392.

calculés très aisément, mais entre lesquels il est impossible de décider, dans l'état actuel des expériences. J. Fröhlich.

E. LAVAL. — Vérification des lois de Dalton relatives à l'évaporation (*Mémoires de la Société des Sciences physiques et naturelles de Bordeaux*, 2e série, t. V, p. 107, 1882).

Un liquide de surface S, de température t, est placé dans une atmosphère de température t', de pression H, contenant de la vapeur du liquide qui s'évapore à la tension f. Désignons par F les

Fig. 1.



tensions maxima de la vapeur de ce liquide, par e le poids de liquide évaporé dans l'unité de temps. Dalton a donné des lois conduisant à la formule

$$e = \frac{S F_t (F_{t'} - f)}{H} \times \text{const.}$$

Certains Traités de Physique donnent un énoncé conduisant à la formule

$$e = \frac{S F_t (F_t - f)}{H} \times \text{const.}, \quad \text{ou même} \quad \frac{S(F_t - f)}{H} \times \text{const.}$$

De plus, dans les deux premières formules pour $f = 0$, $t = t'$, on a

$$e = \frac{S F_t^2}{H} \times \text{const.},$$

ce qui est contraire à l'expérience.

Il y a donc là des contradictions que l'auteur se propose d'étudier. Variant les procédés expérimentaux, il évalue le poids de

liquide évaporé soit en notant la perte de poids du vase qui le contient, soit en comptant le nombre de bulles passant dans un temps donné en a dans l'appareil figuré ci-contre.

Résultats. — Il résulte de ces expériences que

$$e = \frac{S F_t \left(1 - \frac{f}{F_t}\right)}{H^n} \times \text{const.}$$

n est une constante qui varie avec la nature du gaz formant atmosphère, mais indépendante de sa température. Cette nouvelle formule, appliquée au psychromètre, donne pour la constante de cet appareil une valeur beaucoup plus indépendante des circonstances extérieures et du mode d'exposition que celle de Regnault. Deux nombres font exception, mais leur écart est explicable.

L'auteur se propose d'utiliser cette formule pour construire une règle à calcul donnant l'état hygrométrique. G. MARTIN.

L. PINTO. — Sulla direzione dei suoni e sull' ufficio del doppio orecchio (Sur la direction des sons et la fonction des deux oreilles); *Atti dell' Accademia Pontaniana*, février 1881.

Les conclusions de l'auteur sont les suivantes :

1° Nous jugeons de la direction d'où vient un son, parce qu'il parvient d'abord à l'une des deux oreilles, puis à la seconde, et cela au bout d'un temps plus ou moins long, suivant la position du corps sonore.

2° La deuxième oreille dispense de mouvoir la tête pour déterminer la direction dans laquelle l'intensité du son perçu est la plus forte. E. BOUTY.

T. CALZECCHI-ONESTI. — Sulla trasmissione dei suoni in un circuito telefonico, operata degli stessi corpi conduttori sonori (Transmission des sons dans un circuit téléphonique, produite par les corps sonores conducteurs); *Nuovo Cimento*, 3e série, t. X, p. 237; 1881.

L'auteur remplace le microphone, dans un circuit téléphonique, par une corde métallique vibrante, une plaque de Chladni, etc.

Quand on met en vibration le corps sonore, il oppose, soit par lui-même, soit par les contacts qui le rattachent au circuit de la pile, une résistance variable d'où résulte la reproduction dans le téléphone du son produit par le corps vibrant. On peut, de la même manière, essayer de reproduire la voix par les vibrations d'une membrane métallique d'espèce quelconque, intercalée par des contacts imparfaits dans le circuit d'une pile, et disposée au fond d'un porte-voix analogue à celui du téléphone. E. Bouty.

CH. MONTIGNY. — Nouvelles observations sur les effets de la foudre sur des arbres placés près d'un fil télégraphique (*Bulletin de l'Académie royale de Belgique*, 3e série, t. III; 1882.)

Ces observations se rapportent à des peupliers du Canada plantés le long de la route de Rochefort à Dinan. Un fil télégraphique longe la route entre les deux allées d'arbres, mais à une distance de $0^m,30$ à 1^m au plus des arbres de l'un des côtés. Or ceux-là portent des traces nombreuses de coups de foudre, en général à la hauteur du fil, tandis que les arbres de l'autre côté de la route, à 7^m des premiers, n'ont été que très rarement atteints. Les arbres foudroyés sont en proportion considérable (25 pour 100) dans une partie du parcours où la route s'élève vers les bois et surtout dans la traversée du plateau supérieur où elle atteint 64 pour 100; à la descente elle se réduit de nouveau à 25 pour 100, tandis qu'elle ne dépasse pas 2 pour 100 dans la plaine. L'altitude et le voisinage de bois non résineux paraissent donc accroître dans un rapport considérable le danger de la foudre qui résulte du voisinage d'un fil télégraphique. E. Bouty.

IL NUOVO CIMENTO.

3e série, tome X; 1881.

E. VILLARI. — Sur les charges internes des condensateurs électriques, p. 5.

L'auteur résume ainsi son Mémoire :

« Quand on décharge une batterie fortement chargée, il se pro-

duit à son intérieur une rumeur sourde, caractéristique, et comme un bruit de chute; le verre des bouteilles s'illumine vivement sur le bord des armatures, et il y a de la chaleur développée dans la batterie; en fait, ayant introduit une bouteille de Leyde convenablement construite dans un thermomètre à air approprié, j'ai observé que celui-ci se dilate au moment de la décharge.

» Il en résulte que, outre la décharge ordinaire externe de la bouteille, il y en a une autre interne et que cette dernière s'effectue le long des parois des condensateurs non recouvertes par les armatures : elle se révèle par la lumière et la chaleur développées dans la bouteille au moment de la décharge. Ainsi les charges opposées des armatures se recombinent en partie à l'intérieur, en partie à l'extérieur de la bouteille. La nature des décharges opérées par le moyen des dilatations thermométriques correspondantes conduit aux conclusions suivantes :

» 1° La chaleur développée par la décharge entière est négligeable ou nulle dans le cas des faibles charges : elle apparaît au delà d'une certaine limite et croît avec une rapidité extrême quand la décharge augmente, bien entendu aux dépens de la chaleur développée dans le circuit extérieur : un premier moyen d'augmenter la chaleur produite par la décharge interne est donc de charger les bouteilles à un potentiel élevé.

» 2° La décharge interne croît assez sensiblement si la décharge externe éclate entre deux boules de 20 à 30^{mm} de diamètre, et diminue approximativement de moitié quand elle éclate entre une de ces boules et une pointe. L'inverse se produit pour la chaleur développée par l'étincelle excitatrice externe.

» 3° La décharge interne, pour une charge donnée, croît si l'on diminue l'armature interne de la bouteille et décroît si on l'augmente jusqu'à ce qu'elle ait la même étendue que l'armature externe : au delà la décharge est à peu près indépendante de l'étendue de cette armature. La cause de ces phénomènes est complexe : ils dépendent en partie de la variation du potentiel de la charge produite par l'extension de l'armature, en partie de l'influence exercée par l'étendue des armatures sur le nombre et l'énergie des étincelles intérieures.

» 4° La décharge interne décroît jusqu'à zéro quand on augmente beaucoup la résistance du circuit extérieur.

Formiate d'éthyle. — De 20° à 60° pour les tensions de vapeur; de 0° à 60° pour les densités :

$$\log F = 5,119465 - a\alpha^t,$$
$$\log a = 0,5129019, \quad \log \alpha = \bar{1},9970019,$$
$$\Delta = 0,9367 - At - Bt^2,$$
$$\log A = \bar{3},08376, \quad \log B = \bar{6},01176.$$

C. CHISTONI. — Sur les causes de la formation de la rosée, p. 58.

Le Mémoire original publié dans les *Annali della Meteorologia* pour 1881 contient un historique complet des théories de la rosée. D'après M. Chistoni, la cause la plus efficace de la production de la rosée serait l'évaporation à la surface du sol surchauffé pendant le jour et dont la température se maintiendrait encore pendant la nuit supérieure à celle de l'air. Celui-ci arriverait donc dans un temps plus ou moins long à l'état de saturation.

Contrairement à l'opinion reçue, l'effet du rayonnement nocturne n'interviendrait qu'en seconde ligne dans la *production de la rosée.*

G. GOVI. — Sur la théorie de l'électrophore, p. 63.

E. VILLARI. — Sur la charge des isolants, sur la théorie de l'électrophore et son analogie avec les condensateurs, p. 69.

M. Govi rappelle la théorie de l'électrophore qu'il a proposée en 1869 à l'Académie des Sciences de Turin. D'après lui, quand on électrise, négativement par exemple, l'une des faces A d'un gâteau de résine, la matière du gâteau est électrisée positivement et sur la face opposée B se trouve une charge négative. Le moule de l'électrophore laisse perdre dans le sol cette dernière, de telle sorte qu'il n'y a plus qu'à considérer l'action de la charge négative de A et de la charge positive de la matière du gâteau. On formerait de toutes pièces un instrument analogue à l'électrophore à l'aide de quatre plateaux conducteurs C, B, A, D séparés par des couches minces d'air. Le système AB représenterait le gâteau de l'électrophore, C le moule, D le disque conducteur d'où l'on tire les étincelles. Si, après avoir chargé le condensateur AB, on manœuvre

le plateau D comme celui d'un électrophore, on obtient une série à peu près indéfinie d'étincelles.

M. Villari, après avoir signalé le désaccord qui règne entre les physiciens sur la vraie théorie de l'électrophore et avoir rappelé combien sont limités les moyens dont nous disposons pour étudier l'état intérieur d'un corps isolant, propose d'armer l'une des faces B du diélectrique d'un disque métallique communiquant avec le sol, comme, par exemple, le moule de l'électrophore. La charge de la face B se trouve alors neutralisée par une charge égale et de signe contraire appelée par influence sur le métal, et l'on peut étudier l'état de la face A soit par le mélange de poudres employé dans l'expérience de Lichtenberg, soit à l'aide d'un électroscope à piles sèches, ou d'un disque métallique analogue à celui de l'électrophore. Par l'un quelconque de ces procédés, M. Villari trouve que, quand on bat avec une peau de chat une lame d'ébonite ou de résine, celle-ci se charge d'électricité négative sur la face battue et d'électricité positive sur la face non battue; mais qu'en général l'électricité négative est prépondérante. L'influence produite par le gâteau de l'électrophore sur le disque est la résultante des influences exercées sur ses deux faces : l'utilité du moule en communication avec le sol est évidente, et la théorie de l'électrophore, ainsi présentée, se réduit à une grande simplicité.

Quand on charge un condensateur formé de plusieurs lames de verre superposées, chacune d'elles porte sur ses deux faces des charges de signe contraire. En particulier, si les lames de verre sont au nombre de deux seulement et séparées par une lame d'air pendant la charge du condensateur, l'air qui sépare les deux lames est le siège d'un courant qui donne lieu à l'expérience connue de la pluie de feu.

D'après cela, on peut dire que, pendant la charge d'un condensateur, le courant qui traverse le conducteur se ferme à travers l'isolant.

A. ROITI. — De quelques nouvelles figures électrochimiques, p. 97.

Les expériences de M. Roiti, analogues à celles de M. Tribe (¹),

(¹) Voir *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 411.

consistent dans la production de figures électrochimiques sur une électrode parasite de laiton placée entre des électrodes de zinc dans une cuve pleine de sulfate de zinc. Une partie de l'électrode se recouvre d'un dépôt de zinc, une autre partie d'un dépôt de peroxyde, et les deux zones sont séparées par un espace jaune où le laiton ne paraît pas notablement altéré. M. Roiti explique les apparences observées par les courants secondaires qui s'établissent entre le zinc et le laiton et modifient d'une manière plus ou moins profonde la direction et l'intensité du courant principal.

S. PAGLIANI. — Sur les chaleurs spécifiques des solutions salines, p. 120 et 241.

I. L'auteur cherche à établir les relations qui existent entre la chaleur spécifique d'une dissolution saline et celle de ses éléments. Il emploie à cet effet, pour les sels minéraux, les valeurs des chaleurs spécifiques des sulfates solides, données par M. C. Pape (1), et des chlorures, données par Person (2). Pour les solutions il se sert des nombres de MM. Thomsen (3), Marignac (4) et de ceux qu'il a trouvés lui-même pour les sulfates de magnésie et de cuivre par la méthode que nous indiquons ci-dessous. Quant aux sels à acide organique, il détermine par la même méthode les chaleurs spécifiques de dissolutions de formiate, acétate, propionate, butyrate et valérate de soude, et il emploie aussi les nombres fournis par M. Marignac pour les acétates solides. Voici les conclusions de son travail :

1° La quantité de chaleur nécessaire pour élever d'un certain nombre de degrés la température d'une solution saline minérale est égale à la somme des quantités de chaleur nécessaires pour élever du même nombre de degrés la température de ses composants, en admettant que les composants sont un hydrate déterminé du sel et un excès d'eau dans lequel cet hydrate est dissous.

2° Le degré d'hydratation du sel dissous dépend de la nature du sel, de la concentration de la solution et de la température. Pour

(1) *Pogg. Ann.*, t. CXX; 1863.
(2) *Ann. de Chimie et de Physique*, 3e série, t. XXVII; 1849.
(3) *Pogg. Ann.*, t. CXLII; 1871.
(4) *Archives de Genève;* 1876.

les sels qui cristallisent à la température ordinaire avec un certain nombre de molécules d'eau ($MgSO^4$, $7H^2O$ par exemple, ou $CuSO^4$, $5H^2O$), le degré d'hydratation du sel dissous est le même que celui des cristaux, au moins pour les solutions étendues (plus de $35H^2O$), et des températures voisines de la température ordinaire.

3° L'équivalent en eau d'une solution diffère généralement du poids de l'eau qu'elle contient. Il est, en général, inférieur au poids de l'eau unie au sel anhydre pour les sels minéraux et supérieur pour les sels organiques. Mais il est toujours supérieur au poids de l'eau unie à l'hydrate, et la différence croît avec le poids moléculaire.

4° L'équivalent en eau d'une solution et par conséquent sa chaleur spécifique rapportée à l'unité de poids peuvent en général être calculés en partant de la chaleur moléculaire d'un hydrate défini du sel, ou de l'équivalent d'une solution plus concentrée.

II. On connaît la méthode de comparaison employée par Pfaundler pour la détermination des chaleurs spécifiques. Pfaundler fait observer, dans son *Traité de Physique,* que la méthode n'est pas applicable aux liquides bons conducteurs, comme, par exemple, les solutions de sulfate de soude, de sulfate de cuivre, etc., à moins que le fil conducteur qui échauffe le liquide ne soit bien isolé, car alors une partie variable du courant se dérive dans le liquide et les quantités de chaleur versées dans les deux calorimètres cessent d'être égales. M. Pagliani emploie pour vernis une solution dans la benzine de cette portion de la gutta-percha que l'on obtient comme une substance blanche, fusible à 100° et qu'on appelle gutta-percha pure. Le circuit qu'il emploie est formé par 1^{el} Bunsen de grandeur moyenne et comprend un petit rhéostat à mercure; le courant est conduit à l'intérieur du calorimètre par deux gros fils de cuivre verticaux réunis à leur base par un fil de platine de $0^m,04$ à $0^m,05$ de long et de $0^{mm},5$ de diamètre. Les calorimètres sont des tubes à essai de $0^m,19$ de hauteur et de $0^{mm},025$ de diamètre, fixés par des tubes de liège au sein d'un récipient métallique entouré lui-même d'un bain d'eau à double paroi.

Employée dans ces conditions, la méthode de comparaison a fourni, pour diverses solutions de sulfate de soude, de sulfate de

magnésie et de sulfate de cuivre, des résultats parfaitement d'accord avec ceux que MM. Thomsen (¹) et Marignac (²) avaient obtenus par d'autres méthodes calorimétriques :

$Na^2SO^4 + nH^2O$.

n.	Thomsen.	Marignac.	Pagliani.
25	»	0,819	»
40	»	»	0,843
50	»	0,875	0,870
65	0,892	»	»
80	»	»	0,902
100	0,920	0,925	0,923
200	0,955	0,958	0,959
400	»	0,977	0,980

$MgSO^4 + nH^2O$.

n.	Thomsen.	Marignac.	Pagliani.
20	0,745	»	0,755
25	»	»	0,801
35	»	»	0,815
40	»	»	0,832
50	0,857	0,865	0,862
100	0,917	0,922	»
200	0,952	0,955	»

$CuSO^4 + nH^2O$.

n.	Thomsen.	Marignac.	Pagliani.
50	»	0,841	0,848
100	»	0,908	0,898
200	0,953	0,951	0,950
400	»	»	0,975

E. FOSSATI. — Galvanomètre pour les expériences de Cours, p. 232.

Ce galvanomètre est formé de deux aimants tubulaires courbés suivant un même arc de cercle et suspendus par des tiges d'aluminium à un axe horizontal coïncidant avec leur centre de courbure O. Le courant passe dans deux bobines de même longueur enroulées sur des tubes de cuivre fendus longitudinalement, ayant

(¹) *Pogg. Ann.*, t. CXLII; 1871.
(²) *Archives de Genève;* 1876.

aussi leur centre de courbure en O. L'action attractive ou répulsive des bobines fait tourner le système suspendu autour de l'axe O : une longue aiguille marque sur un cadran les déviations produites.

M. FELICE. — Nouvelles expériences pour démontrer l'existence du courant interne dans la pile, p. 257.

L'auteur emploie un élément de pile à un seul liquide dont l'auge transparente est de forme très allongée, et il suspend une aiguille aimantée à très peu de distance au-dessus du liquide.

Cette disposition peut être employée dans l'enseignement élémentaire pour montrer à un nombreux auditoire qu'à l'intérieur de la pile le courant va du zinc au cuivre.

A. BARTOLI et G. PAPASOGLI. — Sur la composition et les propriétés du mellogène, nouvelle substance obtenue par voie électrique, p. 266.

Les auteurs ont démontré précédemment (¹) qu'une électrode de charbon de cornue employée comme électrode positive dans la décomposition de l'eau distillée est désagrégée par un courant très puissant en donnant naissance à divers composés organiques parmi lesquels se trouve une nouvelle substance à laquelle MM. Bartoli et Papasogli donnent le nom de *mellogène* ou *mellitogène*. Pour préparer ce corps à l'état de pureté, on filtre sur de l'amiante le liquide noir et acide du voltamètre et les premières eaux de lavage du dépôt noir obtenu au fond du voltamètre : le liquide filtré est évaporé au bain-marie presque jusqu'à siccité; on lave ensuite à l'eau le dépôt obtenu pour enlever les dernières traces d'acide, enfin on place le filtre sur lequel a eu lieu le lavage dans une étuve à 40°; le mellogène se réunit en grumeaux noirs brillants qu'on dessèche dans une cloche au-dessus de l'acide sulfurique.

Le mellogène est une substance solide, noire, brillante, fragile, à cassure conchoïde, insoluble dans les alcools méthylique, éthy-

(¹) *Il Nuovo Cimento*, t. VIII, p. 278 (voir *Journal de Physique*, 1re série, t. X, p. 458), et t. X, p. 204 et 228.

lique, amylique, dans l'éther, la benzine, le chloroforme, le sulfure de carbone, l'essence de térébenthine, soluble dans l'eau qu'elle colore en noir, dans les solutions d'ammoniaque, d'hydrate de potasse, de carbonate de soude qu'elle colore aussi en noir et dans l'acide sulfurique concentré qu'elle colore en brun. L'addition d'un peu d'eau à ce dernier liquide le rend limpide avec formation d'un précipité noir. Le mellogène est infusible et incristallisable; il brûle difficilement. Il adhère fortement aux fibres végétales. Sa solution aqueuse est neutre et précipite par la plupart des acides minéraux, par les acides oxalique et formique, et par une multitude de solutions salines; mais elle ne précipite pas par la plupart des acides organiques. La propriété caractéristique du mellogène, c'est d'être transformé par l'action des oxydants en acide mellique accompagné de quelques-uns de ses dérivés.

Sa composition est représentée par la formule $C^{11}H^{2}O^{4}$. Ce corps est analogue à l'acide graphitique de Brodie $C^{11}H^{4}O^{5}$. Mais il en diffère essentiellement par la propriété de donner de l'acide mellique sous l'action oxydante des hypochlorites.

A. BARTOLI et G. PAPASOGLI. — Sur l'électrolyse de l'acide phosphorique avec des électrodes de graphite et de charbon de cornue, p. 274.

En électrolysant l'eau acidulée par l'acide phosphorique avec une électrode positive de graphite de Ceylan purifiée par l'action des acides, on recueille au fond du voltamètre un précipité noir qui ne contient pas d'acide graphitique, mais dont le phosphore est un élément constituant. En remplaçant le graphite de Ceylan par du charbon de cornue purifié, on obtient pareillement un dépôt noir jouissant de propriétés différentes du précédent, mais contenant aussi du phosphore. Les auteurs proposent de désigner cette dernière substance sous le nom de *phosphomellogène,* et renvoient à un Mémoire ultérieur son étude détaillée, ainsi que celle du composé obtenu avec le graphite. E. Bouty.

SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE.

JOURNAL DE LA SOCIÉTÉ PHYSICO-CHIMIQUE RUSSE.

Tome XIII; 1881.

Notice historique sur le premier portrait photographique obtenu à la lumière électrique, p. 61.

La priorité, en fait de portraits photographiques obtenus à la lumière électrique, appartient incontestablement au célèbre photographe de Saint-Pétersbourg, M. J.-L. Lewitski, qui en a obtenu un dans l'hiver de 1856 à l'occasion suivante : on construisit pour faire de la lumière électrique, pendant la célébration du couronnement de l'empereur Alexandre II à Moscou, une pile Bunsen de 800 éléments. L'hiver suivant, cette pile fut transportée à Saint-Pétersbourg, et M. le professeur E. Lentz démontra son action à l'Académie d'Artillerie devant un auditoire distingué, formé des membres de la famille impériale et des généraux de l'armée. C'est pendant cette conférence que M. Lewitski a obtenu le portrait du professeur. Une épreuve positive de ce portrait a été présentée par M. Lermantoff à la Société de Physique russe pendant la séance du 14 décembre 1880.

Ce n'est pas une tentative mal réussie, mais bien un portrait ressemblant, plein de détails dans les ombres et de demi-teintes.

D. BOBILEFF. — Calcul de la pression exercée par un courant de liquide de largeur indéfinie sur deux parois planes, formant entre elles un angle quelconque, p. 63-71.

L'auteur étend au cas précité la théorie de MM. Helmholtz et Kirchhoff pour le cas d'une seule paroi plane. Le résultat s'exprime sous la forme d'une intégrale définie que l'on peut intégrer en termes finis; l'auteur donne un tableau numérique de la valeur de la pression pour les angles de 10° à 170°.

O. CHWOLSON. — De l'influence qu'une pression hydrostatique à la surface d'un fil métallique exerce sur sa résistance galvanique spécifique, p. 159-175.

Les expériences antérieures de M. Wartmann ont constaté l'accroissement de la résistance totale d'un fil soumis à une grande

pression, mais il est impossible de calculer, d'après les données de cet auteur, la variation de la résistance spécifique. Afin d'éliminer l'influence du changement des dimensions du fil, M. Chwolson a déterminé, pour un fil de laiton, les dimensions, les coefficients d'élasticité et de torsion, ainsi que la variation de résistance produite par une pression hydrostatique de 60^{atm} ou par une traction. Pour le fil en question, la variation de la résistance spécifique ainsi calculée est proportionnelle à la variation du volume, mais en moyenne 3,6 fois plus grande.

A. STOLETOW. — Sur l'électricité de contact, p. 135-146.

A. SOKOLOFF. — Remarques sur la théorie chimique de l'électricité de contact, de M. Exner, p. 147-153.

Les deux Notices sont des critiques de la théorie de la production de l'électricité par le contact des métaux que M. Exner a exposée dans les Vol. LXXX et LXXXI des *Sitzungsberichte* de l'Académie de Vienne. M. Exner considère l'action chimique de l'air sur les métaux comme la source de l'électricité, qui s'accumule dans la couche isolante de l'oxyde formée sur leur surface, et y reste pour toujours; ses expériences tendraient à prouver que la limite supérieure de la différence de potentiel du métal et de son oxyde est proportionnelle à la chaleur d'oxydation du métal. Au contact avec le platine, que M. Exner suppose incapable de s'oxyder, le métal avec sa couche d'oxyde électrisée formerait un condensateur, dont la charge, mesurée par un électromètre, serait la moitié de la force électromotrice 2ε, propre au métal en question. M. Stoletoff discute les onze expériences que M. Exner cite dans son second Mémoire comme contradictoires avec la théorie de contact ordinairement admise. En se fondant sur le fait que, conformément à cette théorie, la terre doit être considérée comme un conducteur métallique (ce que M. Exner oublie quelquefois de faire), M. Stoletow explique bien simplement toutes les onze expériences.

M. Sokoloff cherche, s'il est possible, en supposant la théorie de M. Exner exacte, de comparer à 1^{dll}, à l'aide de l'électromètre et du condensateur, la différence des potentiels du métal et de sa

couche d'oxyde, ou bien si la valeur ainsi mesurée dépend de la capacité du condensateur, conformément aux idées de MM. Ayrton et Perry.

En appliquant les formules du condensateur à ce cas, l'auteur trouve que c'est $\frac{2\varepsilon}{D}$ que l'on mesure, de sorte que les idées de M. Exner, ainsi que celles de MM. Ayrton et Perry, se trouvent être erronées.

A. LIAPOUNOFF. — Sur l'équilibre d'un corps pesant, flottant au milieu de plusieurs liquides pesants, contenus dans un vase de forme déterminée, p. 197-239 et 273-308.

L'auteur commence par établir l'expression mathématique du potentiel des pressions hydrostatiques pour le cas cité, et, en cherchant les maxima et les minima du potentiel de toutes les forces agissant sur le corps, il trouve les conditions de l'équilibre du corps et de sa stabilité.

Les premières sont indépendantes de la forme et des dimensions du vase, mais la stabilité en dépend : elle est ordinairement plus grande dans un vase que dans une masse de liquide indéfinie.

K. JOUC. — Formule exprimant le volume d'un liquide en fonction de sa température quand la pression est supposée constante, p. 239, 241, 410, 413.

Les résultats des expériences faites par l'auteur confirment, pour l'alcool éthylique, l'exactitude de la formule

$$v = a + b \log(T - t),$$

donnée en 1877 par M. Avenarius : v exprime ici le volume à la température t du liquide dont la température absolue d'ébullition est T; a et b sont des constantes. L'auteur a trouvé, pour l'alcool éthylique de poids spécifique 0,80614,

$$v = 220,59 - 50,91 \log(233^\circ,7 - t)$$

et, pour l'acide sulfureux,

$$v = 220,75 - 55,13 \log(155,0 - t).$$

B. SRESNEVSKI. — Sur la cohésion des solutions aqueuses de chlorure de zinc, p. 242-245.

La cohésion a été déterminée par les deux méthodes de Quincke, en mesurant la hauteur du liquide dans un tube capillaire et en observant des bulles plates d'air sur la surface du liquide recouverte d'une glace. Voici la moyenne des résultats :

Des cohésions respectivement égales à $8^{mg},00$; $8^{mg},77$; $8^{mg},71$ correspondent à des solutions de 83 pour 100, 46 pour 100 et 20 pour 100 de chlorure de zinc dans l'eau.

J. LEBEDEFF. — Sur la dilatation du caoutchouc, p. 246-258.

Les résultats des expériences connues sur la contraction apparente du caoutchouc étiré, produite par la chaleur, ne donnent pas de moyen pour distinguer si cette contraction a lieu dans tous les sens, ou bien uniquement dans le sens de la force qui a produit l'allongement préalable. M. Lebedeff a trouvé que c'est la dernière supposition qui est exacte. Il a déterminé la densité d'un fil de caoutchouc enroulé sur un petit cadre muni de vis, de manière à pouvoir doubler la longueur du fil ou bien faire disparaître toute sa tension. La température de l'eau variait de 15°C. à 35°C.; le coefficient de dilatation cubique du caoutchouc étiré a été trouvé égal à 0,000687, et celui correspondant à l'état naturel égal à 0,000675.

La différence n'étant pas notablement plus grande que l'influence des erreurs de l'observation, l'auteur a entrepris une autre série d'expériences plus précises : il a construit une sorte de thermomètre dont le réservoir a été formé d'un long tube en caoutchouc que l'on pouvait étirer et chauffer dans un bain d'eau, de 15°C. à 41°C.

Le niveau d'eau du tube capillaire de l'appareil baissait toujours quand on augmentait la température. Quand le tube était étiré, le phénomène était même plus marqué.

C. KRAIEVITSCH.— Nouvelle méthode de recherches pour l'élasticité des gaz et des vapeurs, et pour établir la formule hypsométrique à l'aide d'expériences directes, p. 316-319.

L'auteur veut observer directement l'action de la pesanteur sur les gaz. Pour cela, il établit deux baro-manomètres, l'un sur le sol et l'autre sur les combles d'un édifice élevé, ou même au sommet d'une colline.

Les branches manométriques des deux appareils sont réunies par un long tube en métal. Si l'on commence à raréfier l'air contenu dans le tube, par un ajutage adapté près de l'un des manomètres, la raréfaction se propagera vers l'autre; mais, en raison de la pesanteur, celui d'en bas indiquera toujours une pression plus forte que l'autre.

Il est évident que, en variant convenablement les conditions de l'expérience, on pourrait arriver à établir la formule hypsométrique directement. Pour décider si les gaz ont ou non une limite d'élasticité, il faut placer en bas deux baro-manomètres, et les réunir à celui d'en haut par des tubes séparés. En raréfiant de plus en plus l'air par un ajutage placé près de l'un des deux manomètres d'en bas, on finira par arriver à une telle limite que la pesanteur empêchera l'air du dernier manomètre de monter, et il restera stationnaire pendant que le premier continuera à baisser, si la limite d'élasticité existe. L'auteur a déjà commencé l'installation de son appareil dans un ancien édifice très élevé, à Saint-Pétersbourg.

N. HAMANTOFF. — Sur la photographie de la partie la moins réfrangible du spectre, p. 320-328.

Après avoir exposé l'historique de la question, l'auteur décrit ses expériences propres : en employant l'émulsion bromogélatinée de Kennet, il a obtenu l'une après l'autre toutes les parties du spectre visible depuis la ligne A. Le spectre a été obtenu au foyer d'un grand spectroscope de Merz à un seul prisme de flint extra-dense; le temps de pose variait de trois à trente minutes.

C. KRAIEVITSCH. — Sur la limite de la raréfaction produite par les pompes à mercure et sur les causes de leur imperfection, p. 335-348.

L'auteur insiste d'abord sur le fait qu'une pompe à mercure bien desséchée tend à remplacer l'air du réservoir que l'on veut vider par la vapeur de mercure dont la tension dépend uniquement de la température.

Par conséquent, pour faire reculer la limite de la raréfaction, il faut diminuer la température d'une partie de l'enceinte remplie de la vapeur saturée. Pour vérifier son raisonnement, l'auteur a construit un tube de Geissler muni d'un appendice cylindrique et vidé d'air par le même moyen que les marteaux d'eau. A la température ordinaire, ce tube ne donnait qu'un trait lumineux pendant la décharge électrique; mais, quand on refroidissait l'appendice, le trait commençait à s'élargir et prenait l'aspect d'une lumière stratifiée à la température de — 20°C. ou — 25°C.

Pour conclure, l'auteur décrit plusieurs perfectionnements qu'il a apportés à la pompe Mendeleeff (Zani ou Töppler).

Par exemple, il dispose un petit réservoir à air au sommet du tube abducteur; les bulles entraînées par le mercure, mais trop petites pour être portées jusqu'au bout sans s'attacher à la paroi du tube, s'accumulent dans ce réservoir et peuvent être conduites au dehors par un courant plus fort de mercure.

N. PILTSCHIKOFF. — Appareil pour mesurer l'indice de réfraction des liquides à l'aide de la formule des lentilles, p. 393-410.

L'appareil de l'auteur est destiné à mesurer, sans beaucoup de peine, l'indice de réfraction des liquides dont on ne possède que de petites quantités. Il consiste en une lentille creuse que l'on remplit du liquide à examiner. Une règle graduée et une loupe permettent de mesurer exactement la distance focale de l'image d'une flamme monochromatique placée à une distance déterminée de la lentille. L'auteur donne une formule bien simple pour calculer l'indice du liquide quand les constantes de l'appareil sont déterminées une fois pour toutes. Si les dimensions de l'appareil sont convenablement choisies, la précision peut aller assez loin :

dans une série d'expériences, l'auteur a obtenu l'indice de la glycérine égal à 1,47298 avec une erreur probable qu'il évalue à ± 0,00001.

W. LERMANTOFF.

BULLETIN BIBLIOGRAPHIQUE.

Annalen der Physik und Chemie.

Nouvelle série. — Tome. XVII. — N° 12. — Année 1882.

E. WIEDEMANN. — *Changements de volume des sels hydratés résultant de leur échauffement et modifications chimiques correspondantes*, p. 561.

E. WIEDEMANN. —*Réfraction moléculaire des produits de substitution sulfurés de l'éther carbonique; Sur la réfraction moléculaire en général*, p. 577.

A. WÜLLNER. — *Dispersion des milieux transparents incolores*, p. 580.

A. WÜLLNER. — *Remarques sur les Communications de MM. Hasselberg et Goldstein*, p. 587.

F. BRAUN. — *Éléments galvaniques qui ne contiennent à l'origine que des corps simples. Effet utile des actions chimiques pour la production des forces électromotrices*, p. 593.

W. KOHLRAUSCH. — *Conductibilité électrique du chlorure, du bromure et de l'iodure d'argent*, p. 642.

E. DORN. — *Sur la méthode de multiplication et sur celle des oscillations progressives* (Zurückwerfungsmethode), p. 654.

C. STEPHAN. — *Relations entre la fluidité et la conductibilité galvanique*, p. 673.

P. HIMSTEDT. — *Action combinée de la torsion et de la traction sur des fils métalliques*, p. 701.

R. CLAUSIUS. — *Relation entre les unités magnétiques et électriques* p. 713.

A. LINDSTEDT. — *Théorie des intégrales de Fresnel*, p. 7[illegible].

C.-J. MICHAELIS. — *Théorie du résidu élastique*, p. 7[illegible].

Philosophical Magazine.

5e série. — Tome XIV. — Novembre 1882.

LORD RAYLEIGH. — *Comparaison des méthodes employées pour la détermination des résistances en mesure absolue*, p. 329.

O.-J. Lodge. — *Dimensions d'un pôle magnétique dans le système électromagnétique*, p. 357.

E. Goldstein. — *Décharge électrique dans les gaz raréfiés*, p. 366.

E.-H. Cook. — *L'acide carbonique considéré comme partie constituante de l'atmosphère*, p. 387.

E.-B. Sargant. — *Dimensions d'un pôle magnétique en mesure électrostatique*, p. 393.

5e série. — Tome XIV. — Décembre 1882.

G.-H. Darwin, — *Sur les variations de la verticale dues à l'élasticité de la surface terrestre*, p. 409.

H. Helmholtz. — *Systèmes de mesures absolues pour les quantités électriques et magnétiques*, p. 430.

J. Trowbridge et Ch. Bingham Penrose. — *L'effet Thomson*, p. 440.

E. Goldstein. — *Réflexion des rayons électriques*, p. 449.

E. Goldstein. — *Influence de la forme du cathode sur la distribution de la lumière phosphorescente dans les tubes de Geissler*, p. 455.

ERRATA.

Page 41, ligne 10, *au lieu de* concentration, *lire* contraction.

Page 123, 3e ligne en partant d'en bas, *au lieu de* en extrêmes, *lire* en centièmes.

Page 124, ligne 11, *au lieu de* aurait donné $t' = 9°$, *lire* aurait donné pour $t' = 9$.

TABLE DES MATIÈRES.

Pages.

M. Berthelot. — Sur les limites de l'électrolyse 5

J. Clerk Maxwell. — Sur la théorie de l'entretien des courants électriques par le travail mécanique, sans employer d'aimants permanents 20

Brillouin. — Note au Mémoire de Clerk Maxwell 28

Sir W. Thomson. — Sur un accumulateur uniforme du courant électrique... 31

J. Macé de Lépinay et W. Nicati. — Recherches expérimentales sur le phénomène de Purkinje 34

S. v. Wroblewski. — Sur l'application de la Photométrie à l'étude des phénomènes de la diffusion des liquides 39

A. Crova. — Vernis à écrire sur le verre 42

Lord Rayleigh et Arthur Schuster. — Détermination de l'ohm en valeur absolue; par M. *H. Pellat* 43

K. Vierordt. — Photométrie des lignes de Fraunhofer; par M. *J. Macé de Lépinay* 49

J. Fröhlich. — Nouvelle modification de la lumière par réflexion sur les réseaux métalliques très fins; par M. *J. Macé de Lépinay* 50

E. Lommel. — Sur la loi de la dispersion; par M. *J. Macé de Lépinay* 51

H. Helmholtz. — Sur une balance électrodynamique; par M. *R. Blondlot* .. 52

W. Crookes. — Conductibilité calorifique dans l'air fortement raréfié; par M. *C. Daguenet* 53

W. Crookes. — Viscosité des gaz à de très faibles pressions; par M. *C. Daguenet* 54

W. Crookes. — Spectres discontinus de phosphorescence dans un vide très complet; par M. *C. Daguenet* 57

F. Kolacek. — Contribution à la théorie de la résonance; par M. *E. Gripon* ... 58

G. Grinwis. — Transport d'énergie pendant le choc des corps; par M. *B. Élie* .. 58

G. Grinwis. — La charge double d'une distribution centrobarique de masse; par M. *B. Élie* 59

Sir W. Thomson. — Accélération thermodynamique du mouvement de rotation de la Terre 61

B. Élie. — Imitation des forces agissant dans un diélectrique 71

Fousserreau. — L'éclairage électrique 72

A. Crova. — Projection du foyer du prisme 84

J. Macé de Lépinay et W. Nicati. — Sur un phénomène d'optique physiologique. 86

Tait. Note sur la conductibilité thermique et sur l'effet produit sur la propagation des ondes calorifiques planes, par les variations de la chaleur spécifique, et de la conductibilité résultant de la température; par M. *E. Bouty*. 88

G. Kirchhoff et G. Hansemann. — Sur la conductibilité calorifique du fer; par M. *E. Bouty* 89

G. Kirchhoff et G. Hansemann. — Sur la conductibilité des métaux pour la chaleur et l'électricité; par M. *E. Bouty* 89

Pages.

L. Lorenz. — Sur la conductibilité des métaux pour la chaleur et l'électricité; par *E. Bouty* 98
T.-C. Mendenhall. — Détermination de l'intensité de la pesanteur au sommet du Fusiyama (Japon); par M. *A. Angot* 104
J.-W. Draper. — Sur les phosophorographies du spectre solaire et sur les raies de la région infra-rouge; par M. *A. Angot* 105
Mascart. — Sur l'équivalent électrochimique de l'eau 109
Alfred Angot. — Études sur le psychromètre (avec planche) 119
Foussereau. — L'éclairage électrique (fin) 125
A. Hurion. — Détermination des ventres des tuyaux sonores à l'aide des flammes manométriques 136
Slouguinoff. — Compensateur pour mesurer les forces électromotrices 138
Ed. Becquerel. — Sur les phosphorographies du spectre solaire (Lettre au Directeur du Journal) 139
Sohncke et Wangerin. — Nouvelles recherches sur les anneaux de Newton; par M. *J. Macé de Lépinay* 140
V. von Lang. — Sur la dispersion de l'aragonite suivant une direction arbitraire; par M. *H. Dufet* 143
Macfarlane. — La décharge disruptive de l'électricité; par M. *Foussereau* 144
Miss Evelyn M. Walton. — Liquéfaction et froid produits par la réaction mutuelle de substances solides; par M. *C. Daguenet* 146
S.-P. Langley. — La balance actinique (Bolomètre); par M. *A. Angot* 148
J. Trowbridge. — Effets d'un grand froid sur le magnétisme; par M. *A. Angot* 150
D.-P. Todd. — La parallaxe solaire déduite des photographies américaines du passage de Vénus; par M. *Angot* 150
Général C.-B. Comstock. — Variation de longueur d'une barre de zinc à la même température; par M. *A. Angot* 151
O.-T. Sherman. — Observations magnétiques faites dans le détroit de Davis en août et septembre 1880; par M. *A. Angot* 151
A.-A. Michelson. — Sur le mouvement relatif de la terre et de l'éther; par M. *A. Angot* 152
Edwards-S. Holden. — Observations sur l'éclairement dans les lunettes employées pour voir la nuit; par M. *A. Angot* 153
H. Draper, C.-A. Young, W. Harkness, E.-L. Holden, Lewis Boss, A.-W. Wright. — Observations sur la comète *b* 1881; par M. *A. Angot* 153
A. Wright. — Observations polariscopiques de la comète *c* 1881; par M. *A. Angot* 153
C.-L. Nicols. — Sur la résistance électrique et le coefficient de dilatation du platine incandescent; par M. *A. Angot* 154
E. W. Morley. — Sur une cause possible de la variation de proportion d'oxygène dans l'air; par M. *A. Angot* 155
A. Cornu. — Sur une loi simple relative à la double réfraction circulaire naturelle ou magnétique 15
A. Crova et Lagarde. — Détermination du pouvoir éclairant des radiations simples 162
J.-B. Baille. — Mesure des potentiels correspondant à des distances explosives déterminées 169
Mallard et Le Chatelier. — Étude sur la combustion des mélanges gazeux explosifs 173
A. Michelson. — Nouveau thermomètre très sensible 183

Pages.

SYN. KOCH. — Sur les variations de la constante de frottement intérieur du mercure avec la température; par M. *R. Blondlot*..... 186
STRECKER. — Sur la chaleur spécifique du chlore, du brome et de l'iode gazeux; par M. *E. Gripon*..... 187
D. KONOWALOW. — Sur les tensions de vapeur de mélanges liquides; par M. *Ch. Gomien*..... 188
A. SCHULLER. — Sur la chaleur de formation de l'eau; par M. *Ch. Gomien*.. 192
J. RUSSNER. — Dilatation thermique du soufre, du caoutchouc, du caoutchouc durci, de la gutta-percha et de la paraffine. Emploi du caoutchouc durci pour la construction de pendules compensateurs; par M. *Dietsch*..... 193
HENRI DUFOUR. — Observations photophoniques; par M. *C. Daguenet*..... 196
S. KALISCHER. — Photophone sans pile; par M. *C. Daguenet*..... 197
E. KETTELER. — Le *fixateur*, appareil complémentaire du spectroscope; par M. *H. Dufet*..... 198
LOMMEL. — Appareil de polarisation en platinocyanure; par M. *J. Macé de Lépinay*..... 199
S.-P. THOMPSON. — Sur un nouveau polariseur; par M. *H. Dufet*..... 200
H. KRUSS. — Deux propositions sur le photomètre de Bunsen; par M. *J. Macé de Lépinay*..... 201
SCHUHMEISTER. — Détermination des constantes magnétiques et diamagnétiques, en mesures absolues; par M. *E. Gripon*..... 201
STEFAN. — Sur l'évaporation d'un liquide dans un bassin de forme circulaire ou elliptique; par M. *E. Gripon*..... 202
STREINTZ. — Sur la décomposition de l'eau produite entre deux électrodes de platine par la décharge d'une bouteille de Leyde; par M. *E. Gripon*..... 202
REITLINGER et WACHTER. — Sur la désagrégation des électrodes par le passage de l'électricité positive et l'explication des figures de Lichtenberg; par M. *E. Gripon*..... 203
ADRIEN GUÉBHARD. — Figuration électrochimique des lignes équipotentielles sur des portions quelconques du plan..... 205
MASCART. — Note sur la boussole des tangentes..... 222
B. ÉLIE. — Variation du coefficient de viscosité avec la vitesse..... 224
LÉON LAURENT. — Appareil pour montrer en projection et simultanément les plans de polarisation de l'analyseur et de la lame cristallisée..... 226
SCHMELTZ. — Enregistreur de la durée de la pluie..... 228
PH. VON JOLY. — L'emploi de la balance dans le problème de la gravitation (2e Mémoire); par M. *H. Dufet*..... 231
E. EDLUND. — Sur la résistance électrique du vide; par M. *B.-C. Damien*... 234
C. CHRISTIANSEN. — Quelques recherches sur la conductibilité calorifique; par M. *E. Bouty*..... 235
H. LORBERG. — Sur la conductibilité calorifique dans un système de cylindres et sur la détermination expérimentale de la conductibilité de l'eau; par M. *E. Bouty*..... 237
R. WEBER. — Conductibilité calorifique du gneiss, sa variation avec la température; par M. *E. Bouty*..... 239
M. W. MEYER. — Note sur l'emploi du microphone dans le service de l'heure astronomique; par M. *E. Bouty*..... 240
M. W. MEYER. — Sur l'enregistrement du battement de secondes d'une pendule au moyen du microphone; par M. *E. Bouty*..... 240
F.-A. FOREL.—Essai sur les variations périodiques des glaciers; par M. *E. Bouty*. 242

Pages.

D. Colladon. — Note sur quelques expériences faites en 1826 sur les courants électriques produits par des éclairs éloignés et sur une observation de M. René Thury, relative au bruit des téléphones pendant les orages; par M. *E. Bouty* 243

D. Colladon. — Déviation de la foudre dans une campagne située aux environs de Genève; par M. *E. Bouty* 243

Dr A. Woeikoff. — Congélation d'un lac salé; par M. *E. Bouty* 244

Jacques et Pierre Curie. — Phénomènes électriques des cristaux hémièdres à faces inclinées 235

C. Wolf. — Recherches historiques sur les étalons de poids et mesures de l'Observatoire, et les appareils qui ont servi à les construire 252

H. Pellat. — Unités adoptées pour les mesures absolues par le Congrès international des électriciens 255

E. Bouty. — Analogie thermodynamique des phénomènes thermo-électriques et du phénomène de Peltier 267

B. Élie. — Assimilation des expériences de Hall et de Faraday aux effets du gyroscope 269

A. Crova. — Gyroscope magnétique 271

R. Clausius. — Sur les différents systèmes de mesure des grandeurs électriques et magnétiques; par M. *J. Joubert* 273

R. Clausius. — Sur l'évaluation théorique de la pression de la vapeur et des volumes spécifiques de la vapeur et du liquide; par M. *J. Violle* 278

John Kerr. — Observations électro-optiques sur divers liquides; par M. *B.-C. Damien* 282

Carl Pulfrich. — Recherches sur l'absorption de la lumière dans les milieux isotropes et anisotropes; par M. *J. Macé de Lépinay* 285

W. Feussner. — Sur les interférences dans les lames minces, et application aux anneaux de Newton; par M. *J. Macé de Lépinay* 286

Knut Angström. — Sur l'augmentation de volume qu'éprouve l'eau en dissolvant les gaz; par M. *L. Bordet* 288

Hill. — Sur le principe de l'atmosphère qui absorbe la chaleur rayonnante; par M. *J. Violle* 290

G. Wiedemann. — Sur un appareil reproduisant le phénomène du Geyser; par M. *J. Macé de Lépinay* 290

V. Strouhal et C. Barus. — Sur la modification des propriétés thermo-électriques du fer et de l'acier sous l'influence de l'aimantation; par M. *R. Blondlot* 291

P. Volkmann. — Influence de la courbure de la paroi sur la constante capillaire des liquides qui la baignent; par M. *E. Bouty* 291

A. Cornu. — Sur la condition d'achromatisme dans les phénomènes d'interférence 293

A. Hurion. — Sur les conditions d'achromatisme dans les phénomènes d'interférence 303

De Chardonnet. — Sur la transparence actinique de quelques milieux et en particulier sur la transparence actinique des miroirs de Foucault et leur application en photographie 305

G. Lippmann. — Sur les méthodes à employer pour la détermination de l'*ohm*. 313

J.-J. Thomson. — Sur les dimensions d'un pôle magnétique dans le système d'unités électrostatiques 318

Jules Ville. — Appareil destiné à régulariser l'écoulement d'un gaz à une pression quelconque 321

Pages.

LORD RAYLEIGH et SIDGWICK. — De la résistance spécifique du mercure; par M. *B.-C. Damien*..... 327
H. HELMHOLTZ. — Sur la polarisation galvanique du mercure, nouvelles expériences de M. Arthur Kœnig; par M. *G. Lippmann*..... 328
J.-A. EWING et H.-C. FLEEMING JENKIN. — Production de courants électriques instantanés dans des fils conducteurs de fer ou d'acier en les tordant quand ils sont aimantés, ou en les aimantant quand ils sont tordus; par M. *E. Bouty*..... 332
HARLOW WARREN EATON. — Sur le maximum d'aimantation dans les corps diamagnétiques et faiblement paramagnétiques; par M. *R. Blondlot*..... 333
P. SILOW.— Note sur les corps faiblement magnétiques et diamagnétiques; par M. *R. Blondlot*..... 334
E. SCHENCK. — Sur la polarisation elliptique de la lumière par réflexion sur les cristaux; par M. *J. Macé de Lépinay*..... 334
SZILAGYI. — Sur le contraste simultané; par M. *J. Macé de Lépinay*..... 336
F. KOLACEK. — Relation entre le point de congélation des solutions salines et la loi de leur tension de vapeur; par M. *Ch. Gomien*..... 336
A.-G. GREENHILL. — Hauteur maxima compatible avec la stabilité d'une tige verticale ou d'un mât. — Hauteur à laquelle peut croître un arbre de proportions connues; par M. *B. Élie*..... 337
A. SPRUNG. — Trajectoire d'une molécule libre à la surface du globe, application à la météorologie; par M. *B. Élie*..... 338
BERTHELOT. — Recherches sur l'absorption des gaz par le platine..... 341
E. BOUTY. — Sur la polarisation des électrodes et sur la conductibilité des liquides..... 346
E. BICHAT et R. BLONDLOT. — Oscillation du plan de polarisation par la décharge d'une batterie. Simultanéité des phénomènes électrique et optique. 364
J. MACÉ DE LÉPINAY. — Diffraction avant l'écran..... 368
G. GOVI. — Sur une nouvelle expérience destinée à montrer le sens de la rotation imprimée par les corps à la lumière polarisée..... 372
KARL EXNER. — De l'éclat des étoiles et en particulier de la scintillation; par M. *C. Daguenet*..... 573
P.-P. BEDSON et W.-C. WILLIAMS. — Détermination de la réfraction spécifique des corps solides en dissolution; par M. *Damien*..... 377
J.-B. HANNAY. — Sur la limite de l'état liquide; par M. *E. Bouty*..... 378
HEINRICH HEINE. — Absorption de la chaleur rayonnante par les gaz. Méthode pour le dosage de l'acide carbonique dans l'air; par M. *L. Bordet*..... 380
C.-V. BOYS. — Machine à intégrer et autres appareils pour la mesure des forces mécaniques et électriques; par M. *Foussereau*..... 381
MARCEL DEPREZ. — Sur les compteurs d'électricité; par M. *Foussereau*..... 381
ARDANK ADAKANOWICZ. — Compteur d'électricité et d'énergie; par M. *Foussereau*..... 381
E. KITTLER. — Sur la différence de potentiel entre les liquides résultant de la concentration; par M. *G. Gouré de Villemontée*..... 385
E. KITTLER. — Sur la différence de potentiel entre un métal et des liquides de concentration différente; par M. *Gouré de Villemontée*..... 385
J. PULUJ. — Matière radiante provenant des électrodes; par M. *B.-C. Damien*. 387
A. POTIER. — Machines dynamo-électriques à courants continus..... 389
H. PELLAT. — Influence d'un métal sur la nature de la surface d'un autre métal placé à une rès petite distance..... 416

Pages.
JOHN LECONTE. — Sur les ombres sonores dans l'eau; par M. *Foussereau*..... 420
W. VOIGT. — Rapport de la contraction transversale à la dilatation longitudinale du verre isotrope; par M. *C. Daguenet*..... 422
H. HAGA. — Évaluation des changements de température accompagnant la dilatation et la traction des métaux et équivalent mécanique de la chaleur; par M. *Ch. Gomien*..... 425
A. NACCARI et M. BELLATI. — Sur l'échauffement des corps isolants solides et liquides, par suite de polarisations électrostatiques successives; par M. *E. Bouty*..... 430
G. GORE. — Diffusion électrolytique des liquides; par M. *E. Bouty*..... 430
G. GORE. — Quelques effets de la transmission des courants électriques à travers les électrolytes soumis à une force magnétisante; par M. *E. Bouty*. 431
TH. ERHARD. — Quelques propriétés électriques de l'indium; par M. *B.-C. Damien*..... 432
E. MATHIEU.—Réflexions sur les principes mathématiques de l'électrodynamique. 433
G.-R. DAHLANDER. — Expériences sur le refroidissement des corps dans les liquides..... 435
JAMIN et G. MANEUVRIER. — Sur le courant de réaction de l'arc électrique..... 437
J. JANSSEN. — Note sur la photographie de la comète *b* 1881, obtenue à l'observatoire de Meudon..... 441
CAILLETET. — Nouvelle pompe destinée à comprimer les gaz..... 449
S. WROBLEWSKI. — Sur les lois de solubilité de l'acide carbonique dans l'eau sous de hautes pressions et sur l'hydrate de l'acide carbonique..... 452
CAILLETET et BORDET. — Sur divers hydrates qui se forment par la pression et la détente..... 456
B. ÉLIE. — Appareil pour l'étude de l'écoulement des fluides..... 459
V. NEYRENEUF. — Niveau à gaz..... 460
V. NEYRENEUF. — Tube chantant..... 461
ÉDOUARD ROCHE. — Mémoire sur l'état intérieur du globe terrestre; par M. *E. Bouty*..... 462
H. STRUVE. — Étude théorique et expérimentale des interférences de Fresnel; par M. *J. Macé de Lépinay*..... 464
F. KOHLRAUSCH. — Instruments portatifs pour la mesure des variations d'intensité du magnétisme terrestre; par M. *C. Daguenet*..... 465
F. KOHLRAUSCH. — Boussole des tangentes pour les mesures absolues; électrodynamomètre et magnétomètre sans métal; par M. *C. Daguenet*..... 467
Dr O. BROCH, H. SAINTE-CLAIRE DEVILLE et STAS. — De la règle en forme de X et en platine iridié pur à 10 pour 100 d'iridium; par M. *E. Bouty*..... 469
E.-H. AMAGAT. — Sur la compressibilité des gaz sous de fortes pressions; par M. *E. Bouty*..... 470
L. JOULIN. — Recherches expérimentales sur la diffusion; par M. *E. Bouty*.. 472
J.-B. BAILLE. — Mesure des forces électromotrices des piles par la balance de torsion; par M. *E. Bouty*..... 473
LORENZ. — Sur les méthodes à employer pour la détermination de l'ohm... 477
ADRIEN GUÉBHARD. — Sur la figuration électrochimique des systèmes équipotentiels..... 483
P. HAUTEFEUILLE et J. CHAPPUIS. — Sur la liquéfaction de l'ozone..... 493
CHAPPUIS. — Sur les spectres d'absorption de l'ozone et de l'acide pernitrique. 494
G. DEMENY. — Application de la photographie instantanée à l'étude de la locomotion animale..... 504

Pages.
G. Helm. — Transmission par l'éther des actions à distance; par M. *B. Élie*. 507
R.-T. Glazebrook. — Théorie de l'électromagnétisme fondée sur les tourbillons moléculaires; par M. *B. Élie* 510
H. Hertz. — Sur l'évaporation des liquides et en particulier du mercure dans le vide; par M. *E. Drincourt* 512
H. Hertz. — Sur la pression de la vapeur saturante du mercure; par M. *E. Drincourt* 512
Von Frey et Von Kries. — Sur le mélange des couleurs spectrales; par M. *J. Macé de Lépinay* 513
Tito Martini. — Des sons produits par l'écoulement d'un liquide; par M. *E. Gripon* 514
G. Folgheraiter. — Sur la dilatation thermique des solutions alcooliques des acides salicylique, anisique et gallique, et sur le maximum de densité des mêmes substances en solution aqueuse; par M. *E. Bouty* 516
E. Piazzoli. — Influence de l'aimantation sur la ténacité du fer; par M. *E. Bouty* 517
L. de Marchi. — Influence de la traction et des vibrations d'un fil métallique sur la conductibilité électrique; par M. *E. Bouty* 517
G. Basso. — Démonstration d'une propriété géométrique des rayons réfractés extraordinaires dans les milieux biréfringents uniaxes; par M. *E. Bouty* .. 518
G. Basso. — Contribution à la théorie des phénomènes de diffraction; par M. *E. Bouty* 518
G. Basso. — Phénomènes de polarisation chromatique dans les agrégats de corps réfringents; par M. *E. Bouty* 519
T. Martini. — Figures de diffusion dans les liquides; par M. *E. Bouty* 520
A. Naccari et G. Guglielmo. — Sur les forces électromotrices des couples qui ne sont pas constants; par M. *E. Bouty* 521
R. Ferrini. — Recherches expérimentales opérées avec les appareils de Crookes; par M. *E. Bouty* 521
D. Mazzotto. — De la force électromotrice et de la résistance de quelques couples hydro-électriques actifs; par M. *E. Bouty* 522
L. Koenig. — Remarques sur le timbre 525
Stoletow. — Remarques sur l'état critique 543
De Chardonnet. — Étude expérimentale de la réflexion des rayons actiniques; influence du poli spéculaire 549
H. Dufet. — Note sur la théorie du saccharimètre Laurent à lumière blanche .. 552
J. Fröhlich. — Recherches expérimentales sur l'intensité de la lumière diffractée; par M. *J. Fröhlich* 559
E. Laval. — Vérification des lois de Dalton relatives à l'évaporation; par M. *G. Martin* 560
L. Pinto. — Sur la direction des sons et la fonction des deux oreilles; par M. *E. Bouty* 561
T. Calzecchi-Onesti. — Transmission des sons dans un circuit téléphonique, par les corps sonores conducteurs; par M. *E. Bouty* 561
Ch. Montigny. — Nouvelles observations sur les effets de la foudre sur des arbres placés près d'un fil télégraphique; par M. *E. Bouty* 562
E. Villari. — Sur les charges internes des condensateurs électriques; par M. *E. Bouty* 562
A. Naccari et S. Pagliani. — Sur la tension maximum des vapeurs de quelques liquides et sur leur dilatation thermique; par M. *E. Bouty* 564

Pages.
C. Cristoni. — Sur les causes de formation de la rosée; par M. *E. Bouty*... 566
G. Govi. — Sur la théorie de l'électrophore; par M. *E. Bouty*..... 566
E. Villari. — Sur la charge des isolants, sur la théorie de l'électrophore et son analogie avec les condensateurs; par M. *E. Bouty*..... 566
A. Roiti. — De quelques nouvelles figures électrochimiques; par M. *E. Bouty* 567
S. Pagliani. — Sur les chaleurs spécifiques des solutions salines; par M. *E. Bouty* 568
E. Fossati. Galvanomètre pour les expériences de cours; par M. *E. Bouty*.. 570
M. Felice. — Nouvelles expériences pour montrer l'existence du courant interne dans la pile; par M. *E. Bouty*..... 571
A. Bartoli et G. Papasogli. — Sur la composition et les propriétés du mellogène, nouvelle substance obtenue par voie électrique; par M. *E. Bouty*... 571
A. Bartoli et O. Papasogli. — Sur l'électrolyse de l'acide phosphorique entre des électrodes de charbon de cornue; par M. *E. Bouty*..... 572
Notice historique sur le premier portrait photographique obtenu à la lumière électrique; par M. *W. Lermantoff*..... 573
D. Bobileff. — Calcul de la pression exercée par un courant de liquide de largeur indéfinie sur deux parois planes formant entre elles un angle quelconque; par M. *W. Lermantoff*..... 573
O. Chwolson. — De l'influence qu'une pression hydrostatique à la surface d'un fil métallique exerce sur sa résistance spécifique; par M. *W. Lermantoff*..... 573
A. Stoletow. — Sur l'électricité de contact; par M. *W. Lermantoff*..... 574
A. Sokoloff. — Sur l'électricité de contact; par M. *W. Lermantoff*..... 574
A. Liapounoff. — Sur l'équilibre d'un corps pesant, flottant au milieu de plusieurs liquides pesants contenus dans un vase de forme déterminée; par M. *W. Lermantoff*..... 575
K. Jouc. — Formule exprimant le volume d'un liquide en fonction de sa température, quand la pression est supposée constante; par M. *W. Lermantoff*..... 575
B. Sresnevski. — Sur la cohésion des solutions aqueuses de chlorure de zinc; par M. *W. Lermantoff*..... 576
G. Lebedeff. — Sur la dilatation du caoutchouc; par M. *W. Lermantoff*.... 576
C. Kraiewitsch. — Nouvelle méthode de recherches pour l'élasticité des gaz et des vapeurs et pour établir la formule hypsométrique à l'aide d'expériences directes; par M. *W. Lermantoff*..... 577
N. Hamantoff. — Sur la photographie de la partie la moins réfrangible du spectre; par M. *W. Lermantoff*..... 577
C. Kraiewitsch. — Sur la limite de la raréfaction produite par les pompes à mercure et sur les causes de leur imperfection; par M. *W. Lermantoff*... 578
N. Piltschikoff. — Appareil pour mesurer l'indice de réfraction des liquides à l'aide de la formule des lentilles; par M. *W. Lermantoff*..... 578

FIN DE LA TABLE DU TOME PREMIER DE LA DEUXIÈME SÉRIE.

TABLE PAR NOMS D'AUTEURS

DES MATIÈRES CONTENUES DANS CE VOLUME.

(Les titres des Mémoires sont donnés en abrégé. Le premier nombre inscrit à la suite de chaque Mémoire désigne le volume; le second désigne la page.)

ABAKANOWICZ (ABDANK). — Compteur d'électricité, I, 381.
AMAGAT (E.-H.). — Compressibilité des gaz, I, 470.
ANGOT. — Psychromètre, I, 119.
ANGSTRÖM (KNUT). — Dissolution des gaz, I, 288.
BAILLE (J.-B.). — Potentiels et distances explosives, I, 169. — Mesure des forces électromotrices, I, 473.
BARTOLI et PAPASOGLI. — Mellogène, I, 571. — Phosphomellogène, I, 572.
BARUS (C.) et STROUHAL (V.). — Thermoélectricité, I, 291.
BASSO (G.). — Propriété des rayons réfractés, I, 518. — Diffraction, I, 518. — Polarisation chromatique, I, 519.
BECQUEREL (E.). — Phosphorographies, I, 139.
BEDSON (P.-P.) et WILLIAMS (W.-C.). — Réfraction spécifique, I, 377.
BELLATI (E.-M.) et NACCARI (A.). — Échauffement par polarisation électrostatique, I, 430.
BERTHELOT. — Limites de l'électrolyse, I, 5. — Absorption des gaz par le platine, I, 341.
BICHAT (E.) et BLONDLOT (R.). — Décharge oscillante, I, 365.
BLONDLOT (R.) et BICHAT (E.). — *Id.*
BOBILEFF. — Pression d'un liquide, I, 573.
BORDET et CAILLETET. — Hydrates, I, 456.
BOUTY (E.). — Analogie thermodynamique, I, 267. — Polarisation et conductibilité, I, 346.
BOYS (C.-V.). — Machine à intégrer, I, 381.
BRILLOUIN. — Courants entretenus par le travail, I, 28.
BROCH (Dr O.), H. SAINTE-CLAIRE DEVILLE et STAS. — Règle en forme d'X, I, 469.
CAILLETET. — Pompe à comprimer les gaz, I, 449. — Hydrates, I, 456.
CALZECCHI-ONESTI (T.). — Transmission des sons, I, 561.
CHAPPUIS (P.). — Spectres d'absorption de l'ozone et de l'acide pernitrique, I, 494.
CHAPPUIS (P.) et HAUTEFEUILLE (J.). — Liquéfaction de l'ozone, I, 493.
CHARDONNET (DE). — Transparence actinique, I, 305. — Réflexion, I, 549.
CHISTONI (C.). — Rosée, I, 566.
CHRISTIANSEN (C.). — Conductibilité calorifique, I, 235.
CLAUSIUS (R.). — Unités absolues, I, 273. — Volume de la vapeur, I, 278.
CHWOLSON. — Pression et résistance galvanique, I, 573.
COLLADON (D.). — Bruit des téléphones pendant les orages, I, 243. — Foudre, I, 243.
COMSTOCK (Gén. C.-B.). — Dilatation du zinc, I, 151.

Cornu (A.). — Double réfraction circulaire, I, 157. — Achromatisme dans les phénomènes d'interférences, I, 293.
Crookes (W.). — Conductibilité des gaz, I, 53. — Viscosité des gaz, I, 54. — Phosphorescence dans le vide, I, 57.
Crova (A.). — Vernis à écrire sur le verre, I, 42. — Foyer du prisme, I, 84. — Gyroscope magnétique, I, 271.
Crova (A.) et Lagarde. — Pouvoir éclairant des radiations simples, I, 162.
Curie (Jacques et Pierre). — Phénomènes électriques dans les cristaux hémièdres, I, 245.
Dahlander (G.-R.). — Refroidissement, I, 435.
Demeny (G.). — Application de la Photographie à l'étude de la locomotion, I, 504.
Deprez (Marcel). — Compteurs d'électricité, I, 381.
Draper (J.-W.). — Phosphorographies, I, 105. — Comète *b*, I, 153.
Dufet (H.). — Saccharimètre Laurent, I, 552.
Dufour (H.). — Photophone, I, 196.
Edlund (E.). — Résistance du vide, I, 234.
Élie (B.). — Imitation des forces dans un diélectrique, I, 71. — Coefficient de viscosité, I, 224. Expériences de Hall, I, 269. — Écoulement des fluides, I, 459.
Erhard (Th.). — Propriétés de l'indium, I, 432.
Ewing (J.-A.) et Fleeming Jenkin (H.-C.). — Aimantation et torsion, I, 332.
Exner (K.). — Scintillation, I, 373.
Felice. — Courant interne, I, 571.
Ferrini (R.). — Appareils de Crookes, I, 521.
Feussner (W.). — Anneaux de Newton, I, 286.
Fleeming-Jenkin (H.-C.) et Ewing (J.-D.). — Aimantation et torsion, I, 332.
Folcheraiter (G.). — Dilatation des acides salicylique, etc., I, 516.
Forel (F.-A.). — Glaciers, I, 242.
Fossati (E.). — Galvanomètre, I, 570.
Fousserreau. — Éclairage électrique, I, 72, 125.
Frey (von) et von Kries. — Mélange des couleurs, I, 513.
Fröhlich (J.). — Réseaux, I, 50. — Diffraction, I, 559.
Glazebrook (R.-T.). — Tourbillons moléculaires, I, 510.
Gore (G.). — Diffusion électrolytique, I, 431. — Rotations électromagnétiques, I, 432.
Govi (G.). — Polarisation rotatoire, I, 372.
Greenhill (A.-G.). — Stabilité d'une tige, I, 337.
Grinwis (C.). — Choc des corps, I, 58. — Distribution centrobaryque de masse, I, 59.
Guébhard (A.). — Lignes équipotentielles, I, 205, 483.
Guglielmo (G.) et Naccari (A.). — Forces électromotrices, I, 521.
Haga (H.). — Équivalent mécanique, I 425.
Hannay (J.-B.). — Limite de l'état liquide, I, 378.
Hansemann (G.) et Kirchhoff (G.). — Conductibilité thermique et électrique, I, 89.
Harkness (W.). — Comète *b*, I, 153.
Hautefeuille (P.) et Chappuis (J.). — Liquéfaction de l'ozone, I, 493.
Hamantoff (N.). — Photographie du spectre, I, 577.
Harlow Warren Eaton. — Aimantation des corps diamagnétiques, I, 333.
Helm (G.). — Actions à distance, I, 507.
Helmholtz. — Balance électrodynamique, I, 52. — Polarisation galvanique du mercure, I, 328.
Hertz (H.). — Évaporation des liquides, I, 512. — Tension de vapeur du mercure, *ibid.*
Heine (Heinrich). Absorption de la chaleur rayonnante par les gaz, I, 380.
Hill. — Absorbant de la chaleur rayonnante, I, 290.
Holden (Edward.-S.). — Éclairement dans les lunettes, I, 153.
Holden (E.-L.). — Comète *b*, I, 153.
Hurion (A.). — Tuyaux sonores, I, 136. — Achromatisme dans les phénomènes d'interférence, I, 303.
Jamin et Maneuvrier (G.). — Arc électrique, I, 437.
Janssen (J.). — Comète *b*, 1881, I, 441.
Jolly (Ph. von). — Gravitation, I, 231.
Jouc (K.). — Volume d'un liquide, I, 575.
Joulin (L.). — Diffusion, I, 472.
Kalischer (S.). — Photophone, I, 197.
Kerr (J.). — Électro-optique, I, 282.
Ketteler (E.). — Fixateur pour spectroscope, I, 198.

Kirchhoff (G.) et Hansemann (G.). — Conductibilité thermique et électrique, I, 89.
Kittler (E.). — Différences de potentiels, I, 385.
Koch (Syn.). — Frottement intérieur, I, 186.
Koenig (L.). — Différence de phase des sons, I, 525.
Kohlrausch (F.). — Instruments pour la mesure des variations d'intensité du magnétisme terrestre, I, 465. — Boussole des tangentes, I, 467.
Kolacek (F.). — Résonnance, I, 58. — Solutions salines, I, 336.
Konowalow (D.). — Tension de vapeur des mélanges liquides, I, 188.
Kraiewitsch (C.). — Élasticité des gaz, I, 578. — Pompes à mercure, I, 577.
Kries (von) et Frey (von). — Mélange des couleurs, I, 513.
Kruss (H.). — Photomètre de Bunsen, I, 201.
Laurent (L.). — Appareil de polarisation, I, 226.
Lagarde et Crova (A.). — Pouvoir éclairant des radiations simples, I, 162.
Lang (V. von). — Dispersion de l'aragonite, I, 143.
Langley (S.-P.). — Balance actinique, I, 148.
Laval (E.). — Lois de Dalton, I, 560.
Lebedeff (J.). — Dilatation du caoutchouc, I, 575.
Lechatellier et Mallard. — Combustion des mélanges explosifs, I, 173.
Leconte (John).— Ombres sonores, I, 420.
Lewis-Boss. — Comète *b*, 153.
Liapounoff (A.). — Équilibre d'un corps pesant, I, 576.
Lippmann (G.). — Détermination de l'ohm, I, 313.
Lommel (E.). — Loi de la dispersion, I, 51. — Appareil de polarisation, I, 200.
Lorberg (H.). — Conductibilité calorifique, I, 237.
Lorenz (L.). — Conductibilité thermique et électrique, I, 98. — Détermination de l'ohm, I, 477.
Macé de Lépinay (J.). — Diffraction avant l'écran, I, 368.
Macé de Lépinay (J.) et Nicati (W.). — Phénomène de Purkinje, I, 33. — Phénomène d'optique, I, 86.
Macfarlane.—Décharge disruptive, I, 144.
Mallard et Le Chatelier.— Combustion des mélanges explosifs, I, 173.
Maneuvrier (G.) et Jamin. — Arc électrique, I, 437.
Martini (Tito). — Sons par l'écoulement des liquides, I, 514. — Figures de diffusion, I, 520.
Marchi (L. de). — Traction et conductibilité électrique, I, 517.
Mascart. — Équivalent électrochimique de l'eau, I, 109. — Boussole des tangentes, I, 222.
Mathieu (E.). — Principes mathématiques de l'électrodynamique, I, 433.
Maxwell (J.-C.). — Courants entretenus par le travail, I, 20.
Mazzotto (D.). — Forces électromotrices et résistances, I, 522.
Mendenhall (T.-C.). — Intensité de la pesanteur, I. 104.
Meyer (M.-W.). — Emploi du microphone, I, 240.
Michelson (A.-A.). — Mouvement relatif de la terre et de l'éther, I, 152. — Thermomètre très sensible, I, 183.
Montigny (Ch.). — Effets de la foudre, I, 562.
Morley (E.-W.). — Proportion d'oxygène dans l'air, I, 155.
Naccari (A.) et Bellati (E.-M.). — Échauffement par polarisation électrostatique, I, 430.
Naccari (A.) et Guglielmo (G.). — Forces électromotrices, I, 521.
Naccari (A.) et Pagliani (S.). — Tension des vapeurs et dilatations, I, 564.
Neyreneuf (V.). — Niveau à gaz, I, 460. — Tube chantant, I, 461.
Nicati (W.) et Macé de Lépinay (J.). — Phénomène de Purkinje, I, 33. — Phénomène d'optique, I, 86.
Nichols (E.-L.). — Résistance électrique, I, 154.
Notice sur la première photographie par la lumière électrique, I, 573.
Papasogli et Bartoli. — Mellogène, I, 571. — Phosphomellogène, I, 572.
Pagliani (S.). — Solutions salines, I, 568.
Pagliani (S.) et Naccari (A.). — Tension des vapeurs et dilatations, I, 564.
Pellat (H.). — Unités absolues, I, 255. — Influence à distance, I, 416.
Piazzoli (E.). — Aimantation et ténacité, I, 517.
Piltschikoff (N.). — Indice de réfraction, I, 578.
Pinto (L.). — Direction des sons, I, 561.
Potier (A.). — Machines à courants continus, I, 389.

PULFRICH (C.). — Absorption de la lumière, I, 285.
PULUJ (J.). — Matière radiante, I, 387.
RAYLEIGH (lord) et SCHUSTER (A.). — Détermination de l'ohm, I, 43.
RAYLEIGH (lord) et SIDGWICK. — Résistance spécifique du mercure, I, 327.
REITLINGER et WACHTER. — Figures de Lichtenberg, I, 203.
ROCHE (ÉDOUARD). — État intérieur du globe, I, 462.
ROITI (A.). — Figures électrochimiques, I, 567.
RUSSNER (J.). — Dilatation du soufre, du caoutchouc, etc., I, 193.
SAINTE-CLAIRE DEVILLE (H.), BROCH (Dr O.) et STAS. Règle en forme d'X, I, 469.
SCHENCK (E.). — Polarisation elliptique, I, 334.
SCHMELTZ. — Enregistreur de la pluie, I, 228.
SCHUHMEISTER. — Constantes magnétiques, I, 201,
SCHULLER (A.). — Chaleur de formation de l'eau, I, 192.
SCHUSTER (A.) et LORD RAYLEIGH. — Détermination de l'ohm, I, 43.
SHERMAN (O.-T.). — Observations magnétiques dans le détroit de Davis, I, 152.
SIDGWICH et RAYLEIGH (LORD). — Résistance spécifique du mercure, I, 327.
SILOW (P.). — Maximum d'aimantation, I, 334.
SLOUGUINOFF (N.). — Compensateur pour mesurer les forces électromotrices, I, 138.
SOHNCKE et WANGERIN. — Anneaux de Newton, I, 140.
SOKOLOFF (A.). — Électricité de contact, I, 574.
SPRUNG (A.). — Trajectoire d'un molécule, I, 339.
SRESNEVSKI (B.). — Cohésion, I, 576.
STAS (H.), SAINTE-CLAIRE DEVILLE et BROCH (Dr O.). — Règle en forme d'X, I, 469.
STEFAN. — Évaporation, I, 202.
STOLETOW (A.). — État critique, I, 543. Électricité de contact, I, 574.
STROUHAL (V.) et BARUS (C.). — Thermo-électricité modifiée par l'aimantation, I, 291.
STRECKER. — Chaleurs spécifiques de Cl, Br, I, 187.
STREINTZ. — Décomposition de l'eau, I, 202.
STRUVE (H.). — Interférences, I, 464.
SZILAGYL. — Contraste simultané, I, 336.
TAIT. — Conductibilité thermique, I, 88.
THOMPSON (S.-P.). — Polariseur, I, 200,
THOMSON (J.-J.). — Dimensions d'un pôle magnétique, I, 318.
THOMSON (SIR W.). — Accumulateur du courant, I, 31. — Rotation de la Terre, I, 61.
TODD (D.-P.). — Parallaxe solaire, I, 150.
TROWBRIDGE (J.). — Effet du froid sur le magnétisme, I, 150.
VIERORDT (K.). — Lignes de Fraunhofer, I, 49.
VILLARI. — Charges internes, I, 562. — Électrophore, I, 566.
VILLE (J.). — Régulateur d'écoulement d'un gaz, I, 321.
VOIGT (W.). — Élasticité du verre, I, 422.
VOLKMANN (P.). — Constante capillaire, I, 291.
WALTON (MISS EVELYN). — Mélanges réfrigérants, I, 147.
WANGERIN et SOHNCKE. — Anneaux de Newton, I, 140.
WEBER (R.). — Conductibilité calorifique, I, 239.
WIEDEMANN (G.). — Geyser, I, 290.
WILLIAMS (W.-C.) et BEDSON (P.-P.). — Réfraction spécifique, I, 377.
WOEIKOFF (Dr A.). — Congélation d'un lac salé, I, 244.
WOLF (C.). — Étalons de mesures, I, 252.
WRIGHT (A.-W.). — Comète *b*, comète *c*, I, 153.
WROBLEWSKI (S. D.). — Diffusion des liquides, I, 39. — Solubilité de l'acide carbonique, I, 452.
YOUNG (C.-A.). — Comète *b*, I, 153.

FIN DE LA TABLE PAR NOMS D'AUTEURS.

TABLE ANALYTIQUE DES MATIÈRES

DU TOME Ier DE LA 2e SÉRIE.

Mécanique et Pesanteur.

INSTRUMENTS DE MESURES. — *Wolf*. Étalons de poids et mesures, p. 252. — *Broch, Deville* et *Stas*. Règle en platine iridié, p. 469. — *Meyer*. Emploi du microphone pour la transmission de l'heure, p. 240.

PESANTEUR. — GRAVITATION. — *Liapounoff*. Équilibre d'un corps flottant, p. 575. — *Mendenhall*. Intensité de la pesanteur à Fusiyama, p. 104. — *Von Jolly*. Gravitation, p. 231. — *Todd*. Parallaxe solaire, p. 150.

MÉCANIQUE GÉNÉRALE. — *Helm*. Actions à distance, p. 507. — *Grinwis*. Choc, p. 58. — *Bobileff*. Pression d'un courant liquide, p. 573. — *Greenhill*. Hauteur à laquelle un arbre peut croître, p. 337. — *Élie*. Imitation des forces, p. 71. — *Greenhill*. Charge double, p. 59. — *Glazebrook*. Tourbillons moléculaires, p. 510.

MÉCANIQUE APPLIQUÉE. — *V. Boys*. Machine à intégrer, p. 381. — *Crova*. Gyroscope magnétique, p. 271. — *Cailletet*. Pompe, 449. — *Élie*. Écoulement des fluides, p. 459. — *Kraiewitsch*. Limite de raréfraction, p. 578. — *Ville*. Appareil pour régulariser l'écoulement d'un gaz, p. 321. — *Neyreneuf*. — Niveau à gaz, p. 460. — *Demenÿ*. Application de la Photographie à l'étude de la locomotion, p. 504. — *Crova*. Vernis, p. 42.

Actions moléculaires. — Phénomènes physico-chimiques.

ÉLASTICITÉ. — *Voigt*. Contraction transversale et dilatation longitudinale, p. 422. — *Comstock*. Variation de longueur d'une barre de zinc, p. 151.

CAPILLARITÉ. — *Volkmann*. Constante capillaire et courbure des parois, p. 291.

VISCOSITÉ. — *Élie*. Coefficient de viscosité, p. 224. — *Koch*. Frottement intérieur du mercure, p. 186. — *Sresnevski*. Cohésion des solutions de chlorure de zinc, p. 576. — *Crookes*. Viscosité des gaz, p. 54.

DIFFUSION. — *Wroblewski*. Diffusion, p. 39. — *Joulin*. Diffusion, p. 472. — *Martini*. Figures de diffusion, p. 520.

PHÉNOMÈNES PHYSICO-CHIMIQUES. — *Wroblewski*. Solubilité de l'acide carbonique; hydrate, p. 452. — *Cailletet* et *Bordet*. Hydrates par la pression, p. 456.

Acoustique.

ACOUSTIQUE. — *Leconte*. Ombres sonores, p. 420. — *Hurion*. Ventres des tuyaux, p. 136. — *Neyreneuf*. Tube chantant, p. 461. — *Martini*. Sons par l'écoulement des liquides, p. 514. — *Kœnig*. Remarques sur le timbre, p. 525. — *Kolacek*. Résonnance, p. 58. — *Pinto*. Direction des sons. — Fonction des deux oreilles, p. 561.

Chaleur.

THERMOMÉTRIE. — *Michelson*. Thermomètre sensible, p. 183.

DILATATIONS. — *Nichols*. Dilatation du platine incandescent, p. 154. — *Lebedeff*. Dilatation du caoutchouc, p. 576. — *Russner*. Dilatation du soufre, du caoutchouc, etc., p. 193. — *Jouc*. Formule, p. 575. — *Folgheraiter*. Dilatation des acides salicylique, etc., p. 516. — *Amagat*. Compressibilité et dilatation des gaz, p. 470.

ÉVAPORATION. — ÉBULLITION. — *Konowalow*. Tension de vapeur des mélanges liquides, p. 188. — *Naccari* et *Pagliani*. Tension des vapeurs et dilatation, p. 560. — *Laval*. Évaporation, p. 564. — *Stefan*. Évaporation, p. 202. — *Hertz*. Tensions de vapeurs du mercure, p. 512; Évaporation, p. 512. — *Kraiewitsch*. Formule hypsométrique, p. 577. — *Wiedemann*. Imitation du geyser, p. 290.

LIQUÉFACTION. — SOLIDIFICATION. — *Kolacek*. Congélation et tensions de vapeur, p. 336. — *Hannay*. Limite de l'état liquide, p. 378.— *Hautefeuille* et *Chappuis*. Liquéfaction de l'ozone, p. 493. — *Angström*. Dilatation de l'eau par l'absorption des gaz, p. 289.

CALORIMÉTRIE. — *Pagliani*. Chaleur sphérique des solutions salines, p. 568. — *Strecker*. Chaleurs spécifiques du chlore, du brome et de l'iode, p. 187. — *Miss Walton*. Liquéfaction et froid produit par la réaction des substances solides, p. 140. — *Berthelot*. Absorption des gaz par le platine, p. 341. — *Schuller*. Chaleur de formation de l'eau, p. 192. — *Mallard* et *Le Châtelier*. Combustion des mélanges explosifs, p. 173.

THÉORIE MÉCANIQUE DE LA CHALEUR. — *Hagen*. Changement de température accompagnant la dilatation. Equivalent mécanique, p. 425. — *Clausius*. Évaluation théorique de la pression de la vapeur, p. 278. — *Stoletow*. État critique, p. 543. — *Sir W. Thomson*. Accélération thermodynamique du mouvement de la Terre, p. 61.

CONDUCTIBILITÉ CALORIFIQUE. — *Christiansen*. Conductibilité calorifique, p. 235. — *Loberg*. Conductibilité dans un système de cylindres, p. 237.— *R. Weber*. Conductibilité du gneiss, p. 239. — *Tait*. Conductibilité et chaleur spécifique, p. 88. — *Kirchhoff* et *Hansemann*. Conductibilité calorifique et électrique, p. 89.— *Lorenz*. Conductibilité calorifique et électrique, p. 98. — *Crookes*. Conductibilité de l'air raréfié, p. 53.

Optique. — Radiations.

OPTIQUE GÉOMÉTRIQUE. — *Crova*. Projection du foyer du prisme, p. 84. — *Holden*. Éclairement dans les lunettes, p. 153. — *Ketteler*. Le fixateur, p. 198. — *Bedson* et *Williams*. Réfraction spécifique, p. 377. — *Piltschikoff*. Appareil, p. 578.

PHOTOMÉTRIE. — *Kruss*. Photomètre Bunsen, p. 201. — *Crova* et *Lagarde*. Pouvoir éclairant des radiations, p. 162.— *Vierordt*. Photométrie des lignes de Fraunhofer, p. 49. — *Pulfrich*. Recherches photométriques sur l'absorption, p. 285.

SPECTRES D'ÉMISSION ET D'ABSORPTION.— *Chappuis*. Spectres d'absorption de l'ozone et de l'acide pernitrique, p. 494.

CHALEUR RAYONNANTE. — *Heine*. Absorption de la chaleur par les gaz, p. 380. — *Dahlander*. Refroidissement dans les liquides, p. 435.

ACTINISME. — *Hamantoff*. Photographie de la partie la moins réfrangible du spectre, p. 577. — *De Chardonnet*. Transparence actinique, p. 305. — Réflexion des rayons actiniques, p. 549.

PHOSPHORESCENCE. — *Crookes*. Spectres de phosphorescence, p. 57. — *Draper*.

Phosphorographies du spectre solaire, p. 57.—*Becquerel*. Phosphorographies, p. 139.

Photophonie. — *Dufour*. Observations photophoniques, p. 196. — *Kalischer*. Photophone sans pile, p. 197.

Interférences et Diffraction. — *Struve*. Interférences de Fresnel, p. 464. — *Sohncke* et *Wangerin*. Anneaux de Newton, p. 140. — *Feussner*. Interférences et anneaux de Newton, p. 286. — *Cornu*. Achromatisme dans les phénomènes d'interférence, p. 293. — *Hurion*. Achromatisme dans les phénomènes d'interférence, p. 303. — *Basso*. Diffraction, p. 518. — *Macé de Lépinay*. Diffraction avant l'écran, p. 368. — *Fröhlich*. Réflexion sur les réseaux, p. 50.— Diffraction, p. 559.

Polarisation. — Double réfraction. — Dispersion cristalline. — *Basso*. Propriété géométrique des rayons réfractés, p. 518. — Polarisation chromatique dans les agrégats, p. 519. — *Schenk*. Polarisation par réflexion sur les cristaux, p. 334. — *Thompson*. Pesanteur, p. 200. — *Lommel*. App. de polarisation, p. 199. — *Laurent*. App. de polarisation, p. 226. — *Lommel*. Dispersion, p. 51. — *Von Lang*. Dispersion de l'aragonite, p. 143.

Polarisation rotatoire. — *Govi*. Appareil, p. 372. — *Cornu*. Double réfraction circulaire, p. 157. — *Dufet*. Saccharimètre Laurent, p. 552.

Mélange des couleurs. — Optique physiologique. — *von Frey* et *Von Kries*. Mélange des couleurs, p. 513. — *Macé de Lépinay* et *Nicati*. Phénomène de Purkinje, p. 33. — Phénomène, p. 86. — *Szilagyl*. Contraste, p. 336.

Électricité statique et dynamique. — Magnétisme.

Production d'électricité. — *J.* et *P. Curie*. Phénomènes des cristaux hémièdres, p. 245. — *Pellat*. Influence d'un métal sur un autre à distance, p. 416. — *Kittler*. Différence de potentiel des métaux et des liquides, p. 385. — *Stoletow*. Électricité de contact, p. 574. — *Sokoloff*. Électricité de contact, p. 574.

Conductibilité électrique. — *Felice*. Courant interne, I, p. 571. — *Tait*. Conductibilité, p. 88. — *Kirchhoff* et *Hansemann*. Conductibilité, p. 89. — *Lorenz*. Conductibilité, p. 89. — *Erhard*. Propriétés de l'indium, p. 432. — *Lord Rayleigh* et *Sidgwick*. Résistance du mercure, p. 327. — *Nichols*. Résistance du platine incandescent, p. 43. — *De Marchi*. Vibrations et conductibilité, p. 517. — *Chwolson*. Pression et conductibilité, p. 573.

Phénomènes thermo-électriques et électrothermiques. — *Strouhal* et *Barus*. Modification des propriétés thermo-électriques par l'aimantation, p. 291. — *Bouty*. Analogie thermodynamique du phénomène de Peltier, p. 267.

Électrolyse. — Polarisation. — *Mascart*. Équivalent électrochimique de l'eau, p. 109. — *Bouty*. Polarisation des électrodes et conductibilité des liquides, p. 346. *Bartoli* et *Papasogli*. Mellogène, p. 571; phosphomellogène, p. 572. — *Naccari* et *Guglielmo*. Forces électromotrices des couples variables, p. 521. — *Mazotto*. Forces électromotrices et résistances intérieures, p. 522. — *Berthelot*. Limites de l'électrolyse, p. 5. — Absorption des gaz par le platine, p. 351. — *Streintz*. Décomposition de l'eau, p. 202. — *Helmholtz*. Polarisation du mercure, p. 328. — *Gore*. Diffusion électrolytique, p. 430. — *Roiti*. Figures électrochimiques, p. 567. — *Guebhard*. Figuration électrochimique des lignes équipotentielles, p. 205 et 483.

Électromagnétisme et Induction. — *Mathieu*. Principes de l'électrodynamique, p. 433. — *Gore*. Électrolytes aimantés, p. 431. — *Glazebrook*. Théorie, p. 510. — *Maxwell*. Courants produits par le travail mécanique, p. 20. — *Brillouin*. Note au Mémoire de Maxwell, p. 28. — *Sir W. Thomson*. Accumulateur du courant, p. 31. — *Élie*. Assimilation des expériences de Hall et Faraday au gyroscope, p. 269.

Mesures électromagnétiques. — *Pellat*. Unités, p. 255. — *Clausius*. Systèmes des mesures, p. 273. — *J. Thomson*. Dimensions d'un pôle magnétique, p. 318. — *Lord Rayleigh* et *Schuster*. Ohm en valeur absolue, p. 43. — *Lippmann*. Détermination de l'ohm, p. 313.— *Lorenz*. Détermination de l'ohm, p. 477. — *Baille*. Mesure de la force électromotrice des piles par la balance de torsion, p. 47.

Instruments. — *Fossati*. Galvanomètre, p. 570. — *Mascart*. Boussole des tangentes, p. 222. — *Slouguinoff*. Compensateur, p. 138. — *Helmholtz*. Balance électrodynamique, p. 52. — *F. Kohlrausch*. Électrodynamomètre sans métal, p. 467. — *Langley*. Bolomètre, p. 148. — *V. Boys*. Compteurs d'électricité et d'énergie, p. 381. — *Marcel Deprez*. Compteur d'électricité et d'énergie, p. 381. — *Abdank Abakanowicz*. Compteur d'électricité et d'énergie, p. 381.

Étude expérimentale du magnétisme. — *Schumeister*. Constantes magnétiques, p. 201.— *Warren Eaton*. Corps diamagnétiques, p. 333.— *Silow*. Corps diamagnétiques, p. 334. — *Trowbridge*. Action du froid, p. 150. — *Ewing* et *Fleeming Jenkin*. Courants par la torsion des aimants, p. 332.

Décharges électriques. — *Baille*. Différences de potentiel et distances explosives, p. 169. — *Macfarlane*. Décharge disruptive, p. 144. — *Edlund*. Résistance du vide, p. 234. — *Villari*. Charge interne, p. 562; électrophore, p. 566. — *Govi*. Électrophore, p. 566. — *Naccari* et *Bellati*. Échauffement d'un diélectrique, p. 430. — *Reittinger* et *Wachter*. Figures de Lichtenberg, p. 203. — *Puluj*. Matière radiante, p. 387. — *Ferrini*. Appareils de Crookes, p. 521.

Électro-optique. — *Bichat* et *Blondlot*. Oscillation du plan de polarisation par la décharge d'une batterie; simultanéité des phénomènes, p. 364. — *Kerr*. Électro-optique, p. 282.

Applications de l'électricité. — *Potier*. Machines dynamo-électriques à courant continu, p. 437. — *Foussereau*. Éclairage électrique, p. 72 et 125.— *Jamin* et *Maneuvrier*. Courant de réaction de l'arc électrique, p. 437. — *Calzecchi-Onesti*. Transmission des sons dans les circuits téléphoniques, p. 561. — Notice sur le premier portrait photographique obtenu à lumière électrique, p. 573.

Météorologie. — Physique du Globe et Physique céleste.

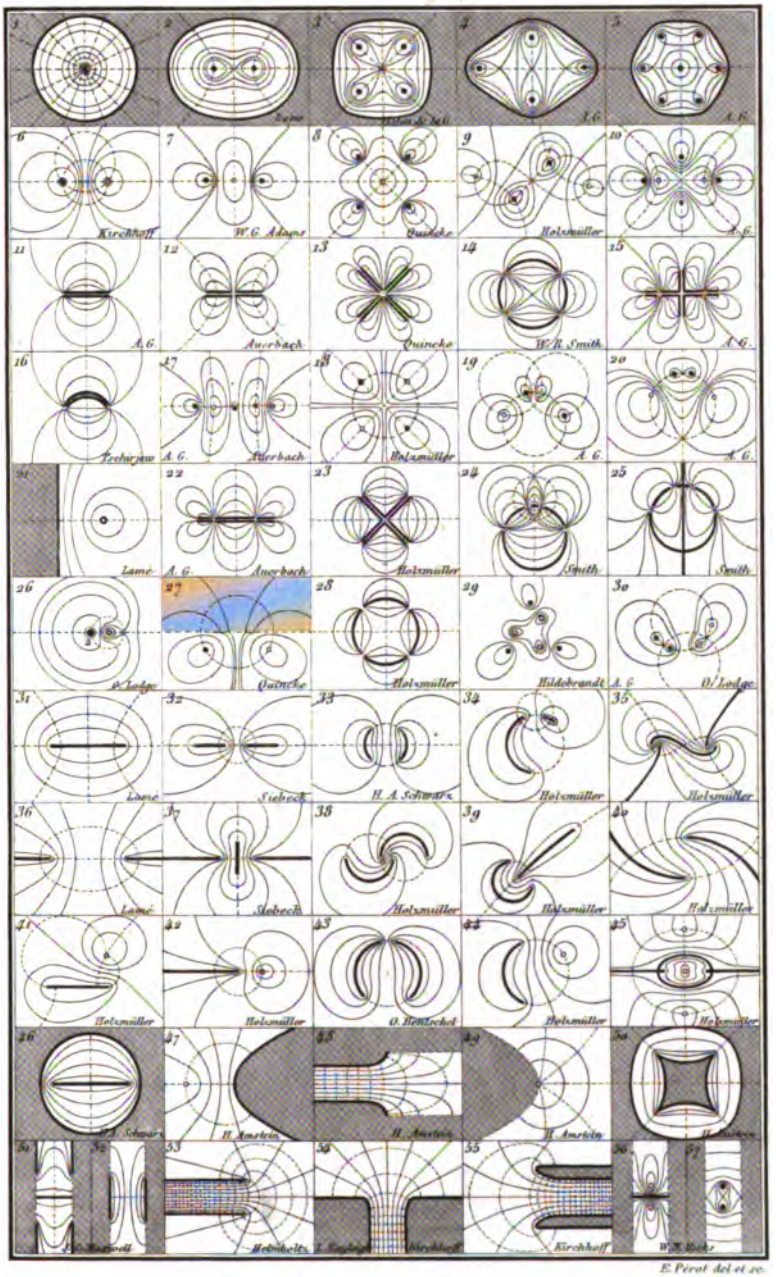
Physique de l'atmosphère. — *Sprung*. Trajectoire d'une molécule libre; application à la Météorologie, p. 338. — *Morley*. Cause de la variation de la quantité d'oxygène contenue dans l'air, p. 155. — *Heine*. Dosage de l'acide carbonique dans l'air, p. 380. — *Hill*. Principe de l'atmosphère qui absorbe la chaleur rayonnante, p. 290. — *Chistoni*. Rosée, p. 566. — *Exner*. Scintillation, p. 373.

Instruments et observations météorologiques. — *Angot*. Psychromètre, p. 119. — *Schmeltz*. Enregistreur de la durée de la pluie, p. 228. — *Woeikoff*. Congélation d'un lac salé, p. 244. — *Forel*. Variation des glaciers, p. 242. — *Wiedeman*. Imitation du geyser, p. 290. — *Colladon*. Éclairs éloignés et téléphone, p. 243. — Déviation de la foudre, p. 243. — *Montigny*. Effets de la foudre, p. 562. — *F. Kohlrausch*. Instruments magnétiques, p. 465 et 467. — *Scherman*. Observations magnétiques dans le détroit de Davis, p. 151.

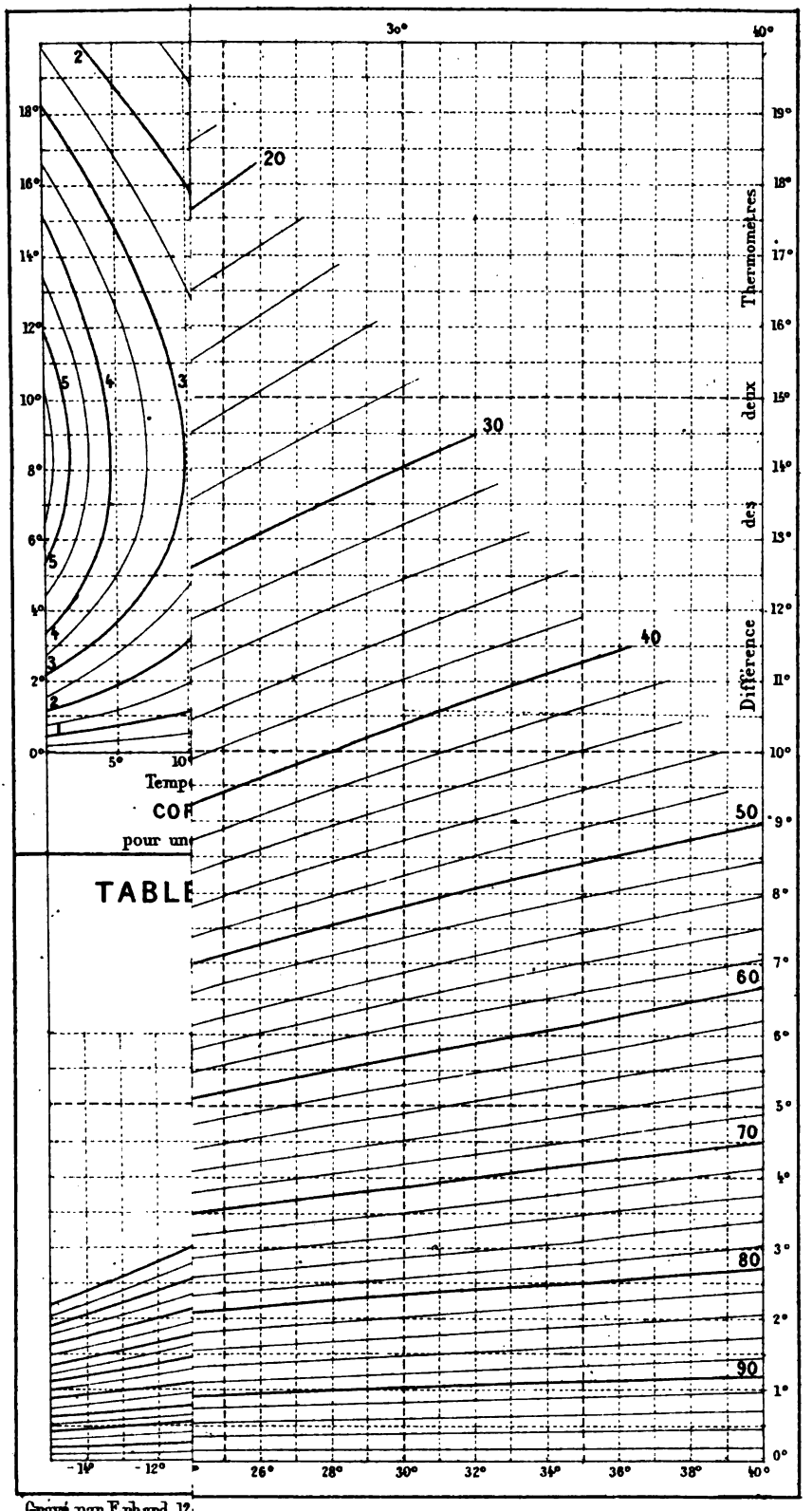
Physique céleste. — *Roche*. État intérieur du Globe, p. 462. — *Draper, Young, Harkness, Holden, Lewis Boss, Wright*. Comète *b*, 1881, p. 153. — *Janssen*. Comète *b*, 1881, p. 411. — *Wright*. Comète *c*, 1881, p. 153.

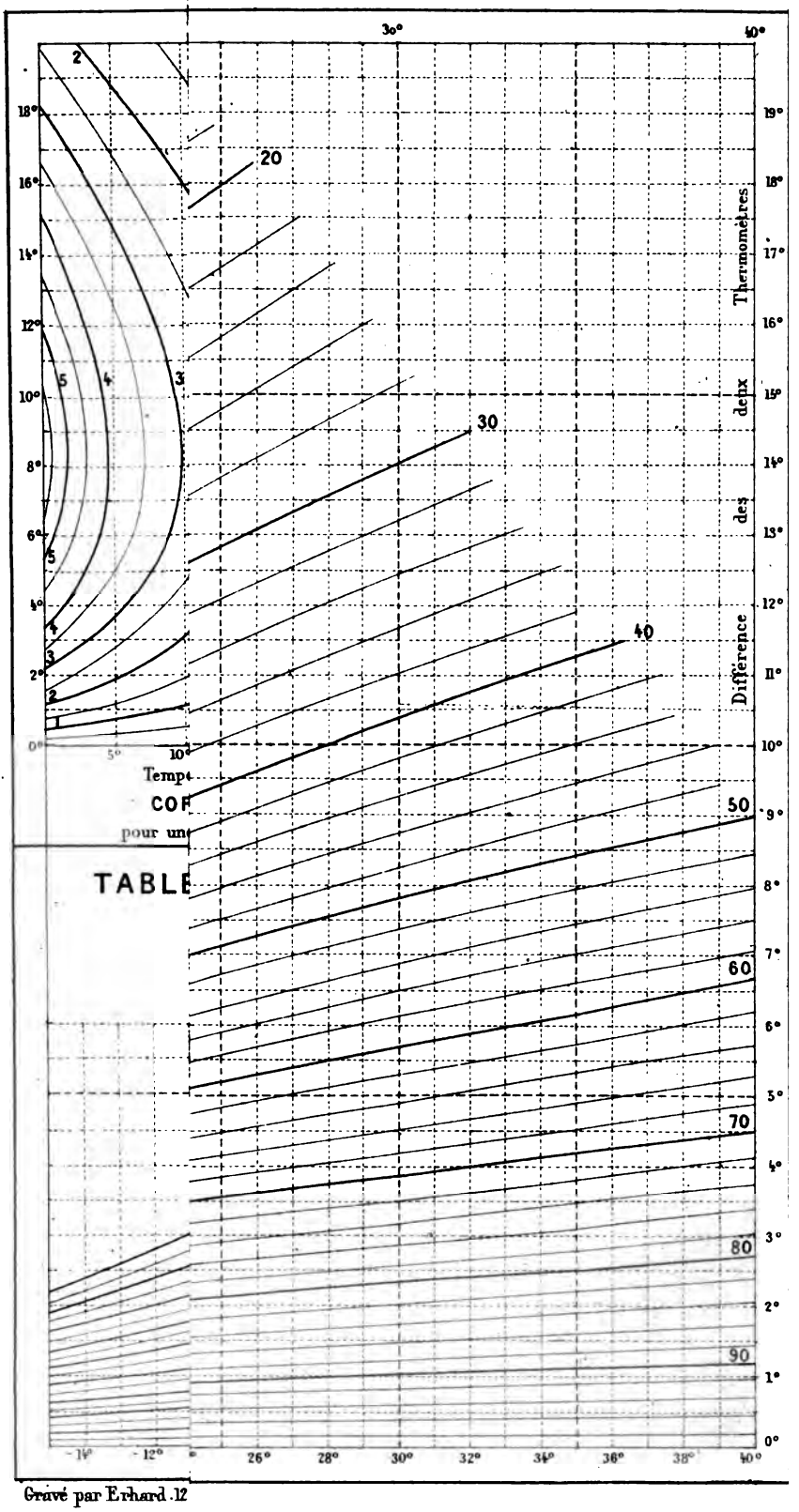
Paris. — Imprimerie de GAUTHIER-VILLARS, quai des Augustins, 55.

Figures équipotentielles réalisées par la méthode électro-chimique de A. Guébhard.



E. Pérot del. et sc.

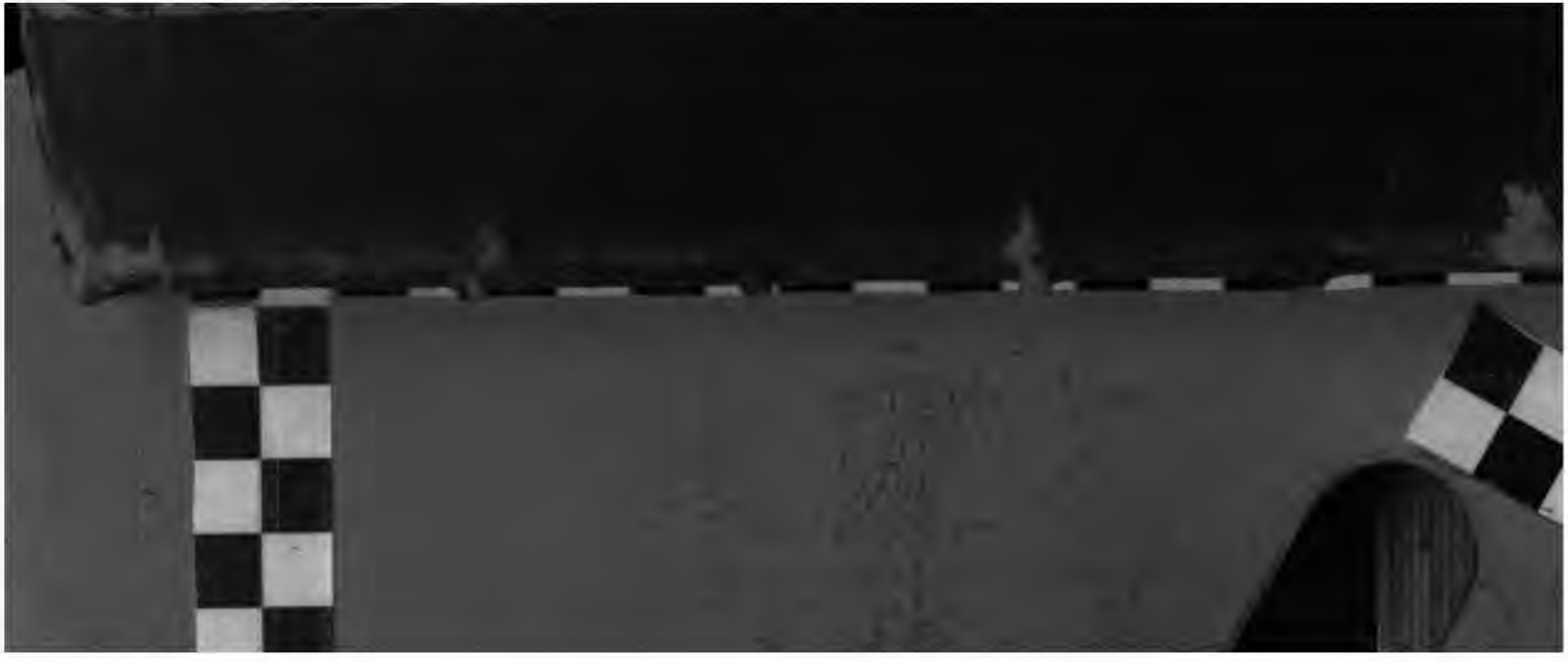

Thermomètres
deux
des
Différence
Temp
COR
pour un
TABLE
Gravé par Erhard 12



Gravé par Erhard . 12

This book should be returned to the Library on or before the last date stamped below.

A fine of five cents a day is incurred by retaining it beyond the specified time.

Please return promptly.

JUN 24 1932